Untersuchung der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ zur Prüfung der Formeln von Hauser/Feshbach und Ullah

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Peter Pietrzyk

aus Kirchdorf

- November 1971 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Priv.-Doz. Dr. E. Finckh

Tag der mündlichen Prüfung: 9. 12. 71

Tag der Promotion:

Untersuchung der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ zur Prüfung der Formeln von Hauser/Feshbach und Ullah

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Peter Pietrzyk

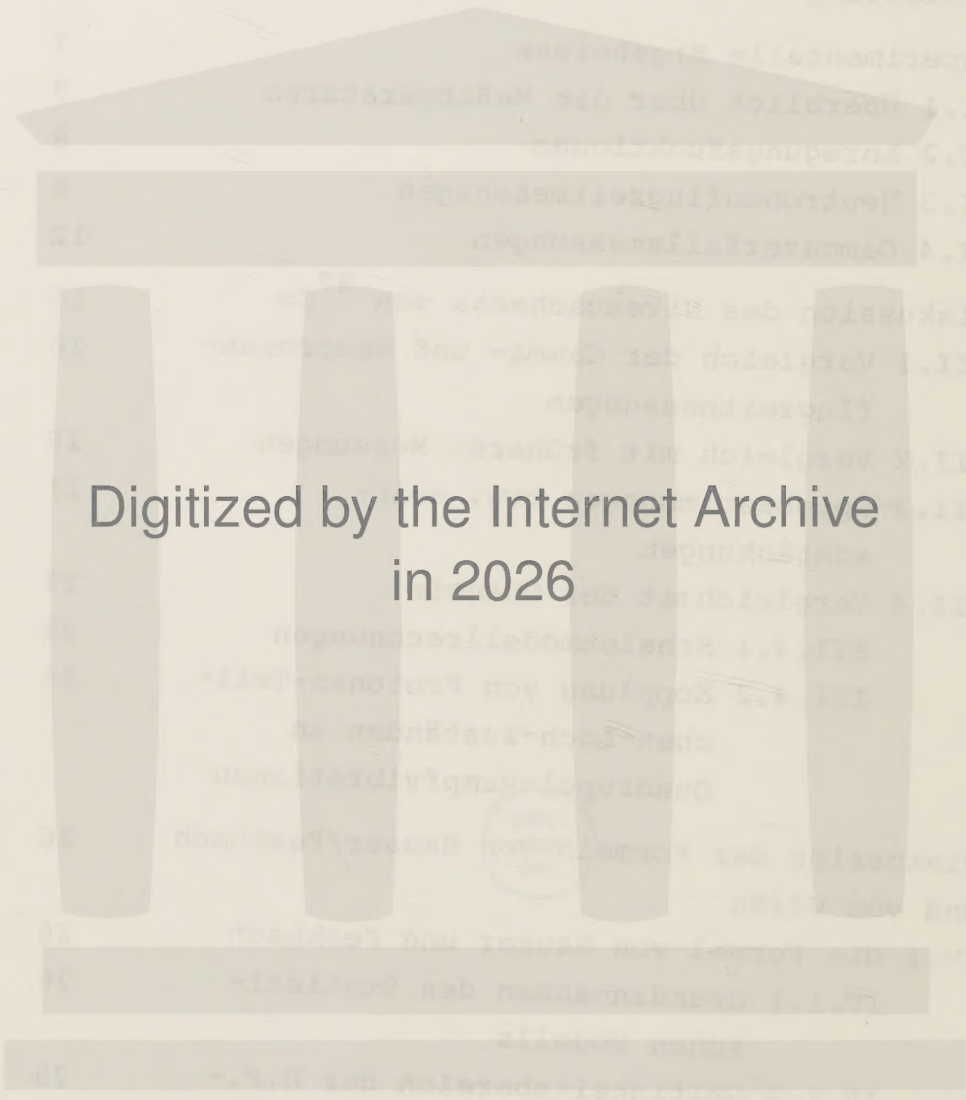
aus Kirchdorf

- November 1971 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
	Zusammenfassung	1
I.	Einleitung	2
II.	Experimentelle Ergebnisse	7
	II.1 Überblick über die Meßapparaturen	7
	II.2 Anregungsfunktionen	8
	II.3 Neutronenflugzeitmessungen	9
	II.4 Gammazerfallsmessungen	12
III.	Diskussion des Niveauschemas von ^{57}Co	16
	III.1 Vergleich der Gamma- und Neutronenflugzeitmessungen	16
	III.2 Vergleich mit früheren Messungen	18
	III.3 Spinbestimmungen bzw. -einschränkungen	21
	III.4 Vergleich mit der Theorie	23
	III.4.1 Schalenmodellrechnungen	23
	III.4.2 Kopplung von Protonen-Teilchen-Loch-Zuständen an Quadrupol-Rumpfvibrationen	24
IV.	Diskussion der Formeln von Hauser/Feshbach und von Ullah	26
	IV.1 Die Formel von Hauser und Feshbach	26
	IV.1.1 Grundannahmen des Statistischen Modells	26
	IV.1.2 Gültigkeitsbereich der H.F.-Formeln nach der Reaktionstheorie	28
	IV.2 Die Formel von Ullah	31
	IV.2.1 Herleitung der Formel	31
	IV.2.2 Bedenken gegen das Mittelungsverfahren	32
	IV.2.3 Verallgemeinerungen; explizite Ausdrücke für $\bar{\sigma}^{Ul}_{cc'}$ und $\frac{d\bar{\sigma}^{Ul}}{d\Omega}cc'(\theta)$	33



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0005

		Seite
V.	Parameter für die Rechnungen	35
	V.1 Niveauschemata	35
	V.1.1 Modellniveauschema von ^{57}Co	35
	V.1.2 Modellniveauschema von ^{57}Fe	36
	V.1.3 Weitere Zerfallskanäle	36
	V.2 Protonen-Transmissionskoeffizienten	37
	V.3 Neutronen-Transmissionskoeffizienten	38
	V.4 Rechenprogramm LULU	40
VI.	Vergleich zwischen Experiment und Theorie	41
	VI.1 Anregungsfunktionen	41
	VI.2 Partielle Wirkungsquerschnitte	44
	VI.3 Winkelverteilungen	52
	VI.4 Folgerungen für die H.F.-Theorie	53
VII.	Schlußbemerkung	56
	Anhang	58
	Literaturverzeichnis	63

Zusammenfassung

In einer Neutronenflugzeitmessung der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ wurden bei den Einschußenergien 4.9 und 5.6 MeV die differentiellen und integrierten Wirkungsquerschnitte für Übergänge in verschiedene Zustände des Endkerns bestimmt. Außerdem wurden Anregungsfunktionen dieser Reaktion sowie Gammaspektren der Reaktion $^{57}Fe(p,n\gamma)^{57}Co$ gemessen. Damit konnte das Niveauschema von ^{57}Co vervollständigt werden.

Den Schwerpunkt der Arbeit bildet die Prüfung zweier Formeln des Statistischen Modells mit Hilfe der experimentellen Daten. Die Formeln von Hauser/Feshbach und Ullah zur Berechnung gemittelter Wirkungsquerschnitte liefern unterschiedliche Ergebnisse für den Fall, daß die Transmissionskoeffizienten des Optischen Modells, die als Parameter in die Formeln eingehen, bei Eins liegen. Diese Bedingung ist - wegen der Nähe einer s-Wellenresonanz im Optischen Potential - bei der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ erfüllt. Unabhängig von der Wahl verschiedener Protonen- und Neutronenparametersätze kommen wir zu dem Ergebnis, daß die Formel von Ullah, gegen die Moldauer aus theoretischen Gründen Bedenken hat, die gemessenen Daten nicht reproduziert. Die Formel von Hauser und Feshbach gibt trotz der großen Transmissionskoeffizienten die experimentellen Ergebnisse gut wieder; das stimmt mit neueren Ableitungen dieser Formel überein, die den Gültigkeitsbereich weniger einschränken.

I. Einleitung

Seit längerer Zeit wird mit gutem Erfolg die Formel von Hauser und Feshbach (H.F.) benutzt, um gemittelte Wirkungsquerschnitte von Compoundkernreaktionen zu berechnen. Die Herleitung und Anwendung der H.F.-Formel wird von Vogt ausführlich in einem Übersichtsartikel diskutiert [Vog 68]. Bei der theoretischen Ableitung der Formel aus einer allgemeinen Reaktionstheorie ist man allerdings zu einer Reihe von Annahmen gezwungen, die den Gültigkeitsbereich der H.F.-Formel erheblich einschränken. Kürzlich hat Ullah mit einem speziellen Verfahren eine neue Formel hergeleitet [Ull 69], ohne die bisher üblichen Näherungen zu benutzen. Diese Formel ist in ihrem Anwendungsbereich nicht beschränkt. Sie enthält als Grenzfall die H.F.-Formel; im allgemeinen unterscheiden sich jedoch die mit den verschiedenen Formeln berechneten Werte. In unserer Arbeit wollen wir versuchen, mit einem geeigneten Experiment die Richtigkeit einer der beiden Formeln zu bestätigen. Gelingt dieses Vorhaben, dann ist das Ergebnis in zweifacher Hinsicht interessant: Erstens zeigt es, welche Formel man bei der Analyse von Compoundkernreaktionen verwenden muß, und zweitens bedeutet es indirekt eine experimentelle Prüfung der in der Herleitung verwendeten Methoden. Der letzte Punkt verdient unter anderem deshalb Beachtung, weil das von Ullah angegebene Mittelungsverfahren theoretisch umstritten ist [Mol 69a, Mol 69b].

Wir wollen im folgenden etwas genauer diskutieren, in welchen Fällen die beiden Formeln unterschiedliche Werte für die Wirkungsquerschnitte liefern. Die Formeln unterscheiden sich nur in der funktionalen Abhängigkeit von den Transmissionskoeffizienten T_c des Optischen Modells (der Index c bezeichnet einen bestimmten Reaktionskanal).- Außer

von diesen dynamischen Variablen hängen die Wirkungsquerschnitte von den Spin- und Paritätswerten des Anfangs- und Endzustands ab; darüberhinaus gehen auch noch alle anderen Zerfallskanäle in die Rechnung ein.- Im einfachen Statistischen Modell kann die H.F.-Formel nur abgeleitet werden, wenn die Transmissionskoeffizienten T_c für alle offenen Kanäle c die Bedingung erfüllen: $T_c << 1$. Dies ist gleichzeitig der oben beschriebene Grenzfall, in dem die Formel von Ullah in die H.F.-Formel übergeht. Nach der Theorie von Moldauer [Mol 64] soll die H.F.-Formel nicht nur für kleine Transmissionskoeffizienten gültig sein, sondern auch dann, wenn die von den Resonanzparametern $\overline{\Gamma}$ und D abhängige Beziehung $\overline{\Gamma}/D >> 1$ erfüllt ist ($\overline{\Gamma}$ - mittlere Breite einer Compoundkernresonanz, D - mittlerer Abstand)[+]. Dieser Fall liegt zum Beispiel vor, wenn in mehreren Kanälen große Transmissionskoeffizienten auftreten. Dann unterscheiden sich die nach den beiden Formeln berechneten Wirkungsquerschnitte umso mehr, je näher die Transmissionskoeffizienten im Ein- und Ausgangskanal bei Eins liegen.- Das eben Gesagte führt zu einer Präzisierung unserer Fragestellung: Wir wollen die beiden Formeln für große Transmissionskoeffizienten prüfen und erhalten damit für die Formel von Ullah eine eindeutige Aussage. Für die von Moldauer erweiterte H.F.-Formel bedeutet das nur die Untersuchung eines Spezialfalles.

Die Analyse von Schwerionenreaktionen durch Gadioli et al. [GadI 68] sowie mehrere Arbeiten über (p,n)-Reaktionen in der Gegend um A=90 [Jah 70, SpeB 71, Sch 71] zeigen, daß die experimentellen Daten auch in den Fällen, in denen große

[+] Allerdings sollte die Zahl der offenen Kanäle groß sein, damit Korrelationseffekte vernachlässigt werden können [Mol 67].

Transmissionskoeffizienten auftreten, durch die H.F.-Formel gut reproduziert werden. Man kann aus diesen Ergebnissen unserer Meinung nach jedochkeinen eindeutigen Schluß über den Gültigkeitsbereich der H.F.-Formel ableiten. Die Analyse von Gadioli et al. hat nämlich den Nachteil, daß absolute Wirkungsquerschnitte miteinander verglichen werden. Ein Absolutvergleich ist stets sehr schwierig, weil die absolute Größe der Transmissionskoeffizienten sehr empfindlich von den Optischen Potentialen abhängt und weil sämtliche Zerfallskanäle quantitativ in den Rechnungen berücksichtigt werden müssen. Bei den (p,n)-Reaktionen treten nur im Neutronenkanal große Transmissionskoeffizienten auf, so daß die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der beiden Formeln zu gering sind, um daraus Aussagen ableiten zu können [Jah 70].

Aus den bisherigen Betrachtungen ergeben sich drei Forderungen, die für eine zuverlässige Prüfung der beiden Formeln erfüllt sein müssen:

1) Die Transmissionskoeffizienten im Ein- und Ausgangskanal müssen groß sein.
2) Die Niveauschemata der an der Reaktion beteiligten Kerne müssen gut bekannt sein.
3) Der Vergleich soll von der Wahl spezieller Parametersätze des Optischen Modells unabhängig sein.

Wir glauben, mit der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ einen Fall gewählt zu haben, bei dem die Forderungen 1)-3) gut erfüllt sind. Implizit ist in den Forderungen natürlich die Voraussetzung enthalten, daß die betrachtete Reaktion überhaupt mit einem Statistischen Modell der Compoundkernreaktionen beschrieben werden kann. Hinweise darüber erhält man z.B. durch die Messung der Anregungsfunktion und der differentiellen Wirkungsquerschnitte. Außerdem zeigen für die Reaktion

$^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ Rechnungen von v. Geramb [Ger 71], daß man direkte Reaktionsanteile bei einer Einschußenergie von etwa 5 MeV vernachlässigen kann+).

Bei A=57 befinden wir uns in der Nähe einer s-Wellenresonanz des Optischen Potentials. Dadurch erhalten wir im Ein- und Ausgangskanal große Transmissionskoeffizienten. Da in der Literatur mehrere Parametersätze angegeben werden, muß der Vergleich über die Transmissionskoeffizienten aus den verschiedenen Sätzen erfolgen. Die Niveauschemata von ^{57}Fe und ^{57}Co kennt man aus der Literatur schon gut. Im Endkern ^{57}Co gibt es genügend Niveaus mit bekanntem Spin, um den Vergleich mit der Theorie durchführen zu können. Die (p,n)-Flugzeitmessung liefert die experimentellen Daten für den Vergleich mit den beiden Formeln und außerdem neue spektroskopische Informationen über den Kern ^{57}Co. Diese Messungen wurden ergänzt durch die Aufnahme von Einzel- und Koinzidenzspektren der Gammaquanten nach der Reaktion $^{57}Fe(p,n\gamma)^{57}Co$, um die Kenntnis des Niveauschemas zu vervollständigen. Die spektroskopischen Ergebnisse unserer Messungen haben wir in Kapitel III zusammengefaßt und werden sie dort auch im Zusammenhang mit anderen experimentellen und theoretischen Untersuchungen diskutieren. Dieses Kapitel hat keinen direkten Zusammenhang mit der Prüfung der beiden Formeln.

In Kapitel II werden kurz die Experimente beschrieben und die unmittelbaren Ergebnisse angegeben. Kapitel IV gibt eine Einführung in die Theorie der Compoundkernreaktionen und bringt die verwendeten Formeln. Verschiedene Parametersätze des Optischen Modells sowie die Modellniveauschemata für die Rechnungen werden in Kapitel V

+) Herrn Dr. von Geramb danke ich sehr herzlich für seine Rechnungen.

diskutiert. In Kapitel VI schließlich werden die experimentellen Ergebnisse mit den Rechnungen nach der H.F.-Formel und der Formel von Ullah verglichen.

II. Experimentelle Ergebnisse

II.1 Überblick über die Meßapparaturen

Die Experimente wurden am 7 MV van de Graaff-Beschleuniger des Hahn-Meitner-Instituts durchgeführt. Bei ungepulstem Strahl wurden unter verschiedenen Winkeln Neutronenanregungsfunktionen mit Longcountern gemessen [Wei 65]. Die interne Vorpulsung des Beschleunigers und das Mobley-Kompressionssystem lieferten einen gepulsten Strahl (Dauer etwa 1 ns, Folgefrequenz 1 MHz), mit dem die Neutronen spektroskopiert wurden (Meßanordnung s. z.B. [Rös 65, Jah 67]). Die Gammaspektren wurden mit einem Ge(Li)-Detektor gemessen. Zwei Neutronendetektoren lieferten schnelle Koinzidenzsignale für die n-γ-Koinzidenzspektren. Eine genaue Beschreibung des elektronischen Aufbaus findet man in der Arbeit von Büchs [Büc 71].

Bei allen Messungen wurde dasselbe Target verwendet. Es wurde durch Aufdampfen von metallischem ^{57}Fe (Anreicherung 90.7 %)[+)] auf eine 0.3 mm dicke Wolframscheibe hergestellt. Die Wägung ergab eine Flächendichte von (360±55) µg/cm^2, das entspricht einem Energieverlust von etwa 17 keV für Protonen mit 5 MeV Energie. Einzelheiten der Messungen werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

[+)] Hersteller: Oak Ridge National Laboratory

II.2 Anregungsfunktionen

Die Neutronenausbeute der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ wurde von E_p^{Lab} = 4.5 bis 6.0 MeV mit einer Schrittweite von 10 keV unter den Winkeln 0^o, 50^o und 90^o gemessen. Die einzelnen Kurven wurden aneinander angeschlossen durch eine Messung mit nur einem Longcounter unter allen Winkeln; der Relativfehler beträgt etwa 5 %. Für die Absoluteichung wurden zwei Neutronenquellen bekannter Quellstärke benutzt [Wei 65] sowie die Kernreaktion $^7Li(p,n)^7Be$ [Sch 71]. Beide Methoden lieferten innerhalb der Fehlergrenzen von 10 % die gleichen Eichfaktoren. Zusammen mit dem Fehler der Targetdicke erhält man einen für alle Kurven gemeinsamen Absolutfehler von etwa 20 %.

Abb. 8 zeigt[+)] die drei Anregungsfunktionen nach Abzug des Untergrundes aus der Wolframunterlage des Targets (Anteil an der Gesamtausbeute etwa 5 % bei 4.5 MeV und 10 % bei 6 MeV). Die Protonenenergien für die Flugzeitmessungen sind durch Pfeile gekennzeichnet. In der Nähe dieser Energien wurden auch unter Rückwärtswinkeln Anregungsfunktionen gemessen[++)]; sie zeigen die gleiche Struktur und etwa den gleichen Absolutwert wie die unter Vorwärtswinkeln gemessenen Kurven. Das Auftreten gleicher Strukturen unter allen Winkeln bei den meisten Energien deutet eher auf das Vorhandensein von Reststrukturen im Compoundkern ^{58}Co hin als auf Fluktuationen, so daß wir hoffen konnten, durch günstige Wahl der Einschußenergien diesen Anteil möglichst gering zu halten. Die fast isotrope Neutronenemission läßt

---

+) Abb. 8 ist in Kap. VI.1 bei der ausführlichen Diskussion der Anregungsfunktionen gezeigt.

++) Mechanischer Aufbau siehe Fritsch [Fri 71]. Das Aluminiumrohr (1.2 mm Wandstärke, 60 mm Durchmesser) zeigte keinen meßbaren Absorptionseffekt (<5 %).

einen starken Anteil von direkten Reaktionen unwahrscheinlich erscheinen (siehe auch Kap. I).

II.3 Neutronenflugzeitmessungen

Die Flugzeitspektren wurden bei den Einschußenergien E_p^{Lab} = 4.93 und 5.57 MeV gemessen. Die Neutronen wurden mit mehreren Detektoren in einem Abstand von etwa 4.5 m vom Target bei acht Winkeln zwischen 0^o und 180^o nachgewiesen. Der gesamte Neutronenfluß wurde mit einem Longcounter überwacht. Abb. 1 zeigt ein Flugzeitspektrum bei der oberen Einschußenergie:

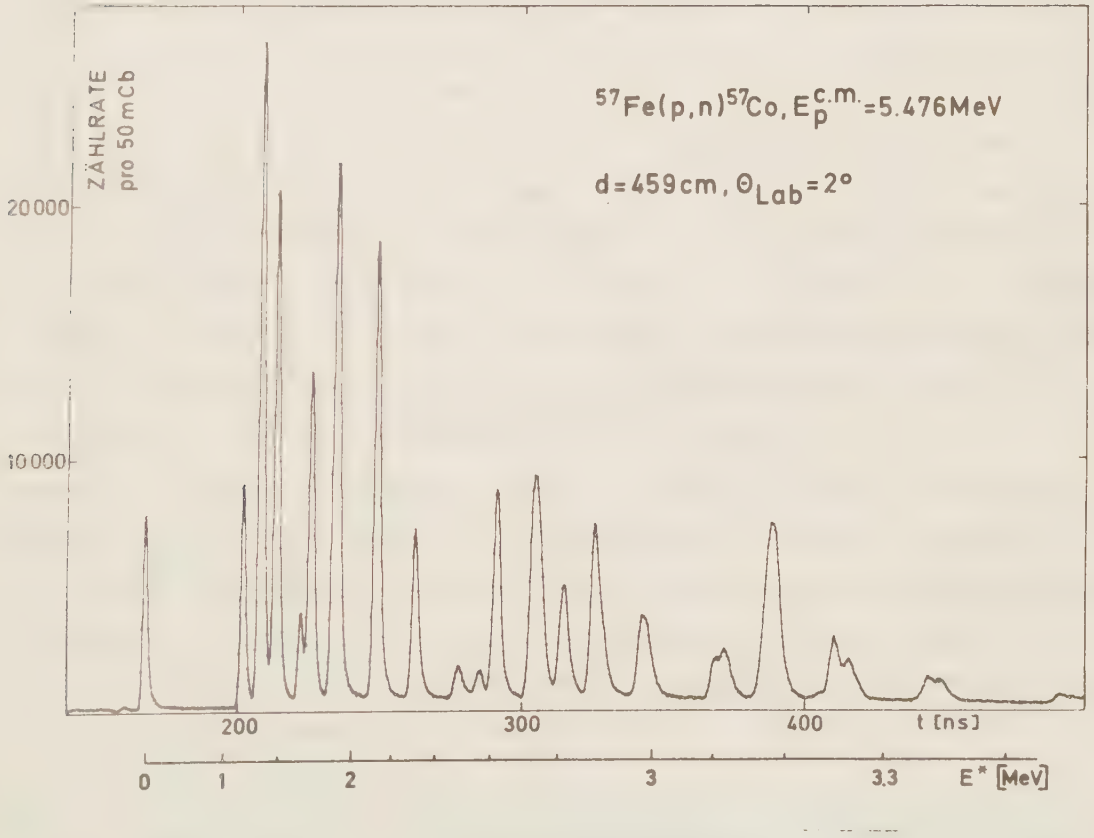


Abb. 1:
Flugzeitspektrum der Neutronen aus der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$. Außer der Zeitskala ist die nichtlineare Skala der Anregungsenergien E^* im Endkern ^{57}Co angegeben.

Die energieabhängige Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren wurde nach den bei Dengler beschriebenen Methoden bestimmt [Den 69]. Als "dickes Target" benutzten wir jedoch ein ^{45}Sc-Target. Den Fehler für den Anschluß der Detektoren untereinander schätzen wir auf etwa 7 % (für E_n > 1 MeV). Der Absolutfehler der Ansprechwahrscheinlichkeit ist im wesentlichen bedingt durch die Unsicherheiten der Literaturangaben[+)] und liegt bei etwa 15 %.

Die Flugzeitspektren wurden mit dem von Fritsch entwickelten Entfaltungs- und Umrechnungsprogramm DIANA ausgewertet [Fri 71]. Abb. 2 zeigt die auf diese Weise erhaltenen Winkelverteilungen für die beiden Einschußenergien. Die Winkelverteilungen sind im allgemeinen symmetrisch um 90°. Stärkere Abweichungen von der Symmetrie um 90° (z.B. die Übergänge zu den Zuständen bei $E^* = 1377$ und 2133 keV) treten bei einigen Zuständen mit großen Einteilchenstärken auf (siehe Kap. III.4.1). Hier sollte ein direkter Reaktionsmechanismus auch am deutlichsten zu Tage treten. Die Fehler in Abb. 2 (7 % bis 15 %) berücksichtigen den relativen Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeit, statistische Fehler sowie Unsicherheiten bei der Entfaltung und der Untergrundsubtraktion.

Mit dem Programm COSIMA [Fri 71], das die experimentelle Winkelverteilung durch eine Summe von geraden Legendre-Polynomen annähert, wurden die integrierten Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Übergänge bestimmt (Tabelle 2 in Kap. VI.2). Die Relativfehler ergeben sich aus den Fehlern der differentiellen Werte.

+) Der Absolutwert des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion ^{7}Li(p,n)^{7}Be wurde folgenden Zitaten entnommen: GabD 59, BevR 61 und Bor 62.

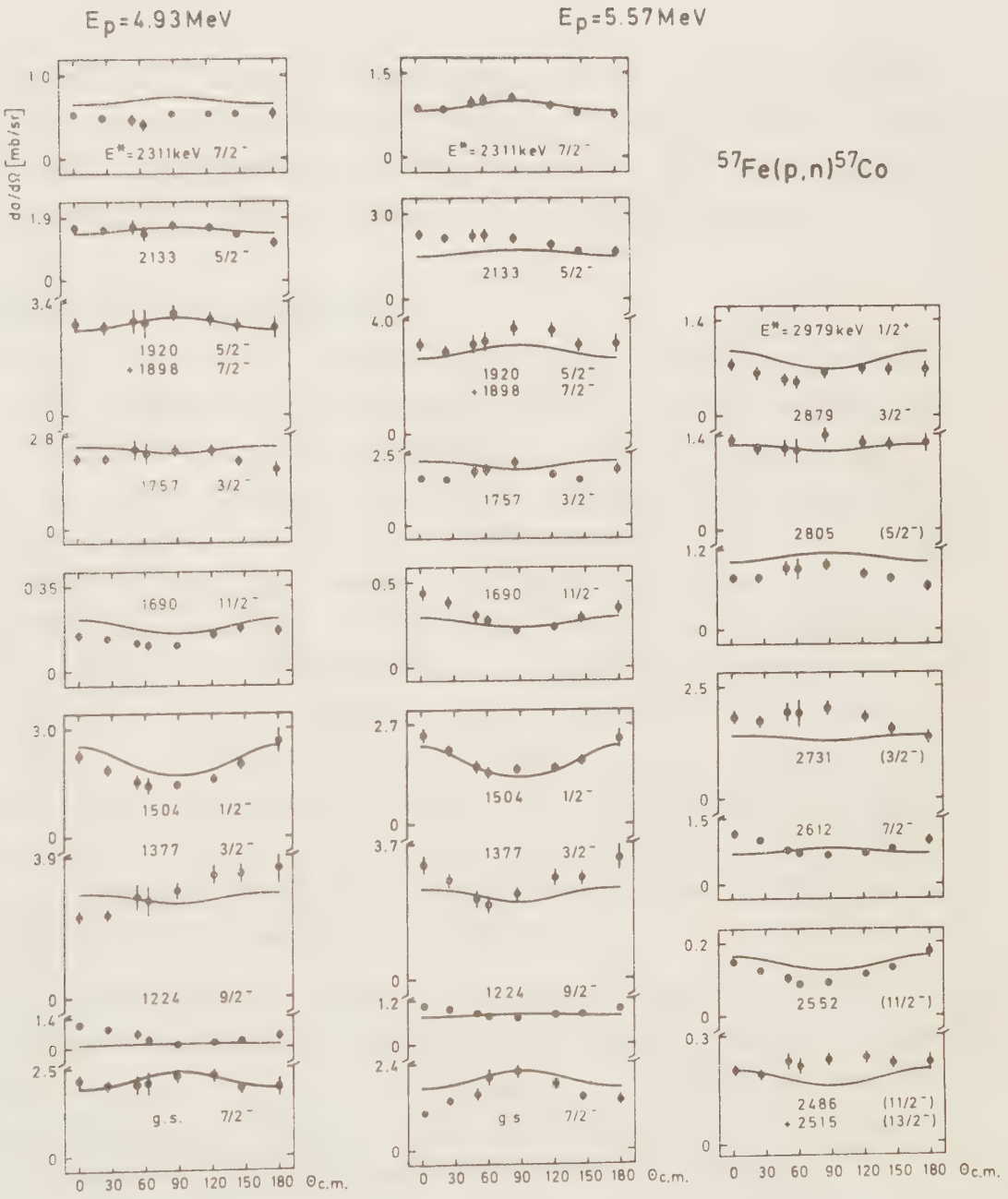


Abb. 2: Winkelverteilungen der Neutronen aus der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ bei zwei Einschußenergien. Es sind nur die relativen Fehler angegeben. Die verschiedenen Übergänge sind durch die Anregungsenergie E*, den Spin und die Parität des betreffenden Endzustands gekennzeichnet; eingeklammerte Werte werden von uns für wahrscheinlich gehalten und sind für die Rechnungen nach der H.F.-Formel (durchgezogene Kurven) benutzt worden. Die Rechnungen wurden nur einmal am Übergang zum 9/2-Zustand bei E_p=5.57 MeV normiert. Weitere Einzelheiten in Kap. II.3 und VI.3.

Die Unsicherheit in der Targetdicke (15 %) und der Absolutfehler der Ansprechwahrscheinlichkeit (15 %) liefern einen gemeinsamen Skalenfaktor von 0.8 bis 1.25 für alle Winkelverteilungen und integrierten Wirkungsquerschnitte.

II.4 Gammazerfallsmessungen

Der Gammazerfall von ^{57}Co wurde mit einem koaxialen Ge(Li)-Detektor[+)] (empfindliches Volumen 42 cm^3) bei einer Energie E_p^{Lab} = 5.98 MeV und einem mittleren Strom von 0.1 µA gemessen. Um gegen niederenergetische γ-Quanten abzuschirmen, war der γ-Detektor durch eine Wolframscheibe (0.3 mm Dicke) abgedeckt, während die beiden für die Koinzidenz benutzten Neutronendetektoren von einer etwa 0.5 mm dicken Bleifolie umgeben waren. Im Unterschied zu der bei Büchs gezeigten Schaltung [Büc 71], wurde jeder Neutronendetektor mit einer hohen (E_{S1} = 1.5 MeV) und einer tiefen (E_{S2} = 0.85 MeV) Energieschwelle betrieben. Damit konnten gleichzeitig zwei Anregungsbereiche im Endkern untersucht werden. Die Energieauflösung betrug etwa 6 keV (E_γ = 2 MeV), die Zeitauflösung im schnellen Koinzidenzkreis etwa 20 ns.

Eine vorläufige Energieeichung wurde mit den Gammalinien aus verschiedenen Präparaten vorgenommen. Die eigentliche Eichung erfolgte mit den von Buchholz angegebenen γ-Energien aus der Reaktion ^{56}Fe(p,γ)^{57}Co [Buc 71] und im oberen Energiebereich über die Escapelinien hochenergetischer γ-Übergänge. Bei der Intensitätsauswertung der γ-Linien wurde die von Schreiber für denselben Ge(Li)-Detektor angegebene Ansprechwahrscheinlichkeitskurve benutzt [Sch 71]. Diese reicht jedoch nur

[+)] Firma Philips, Typ APY 45

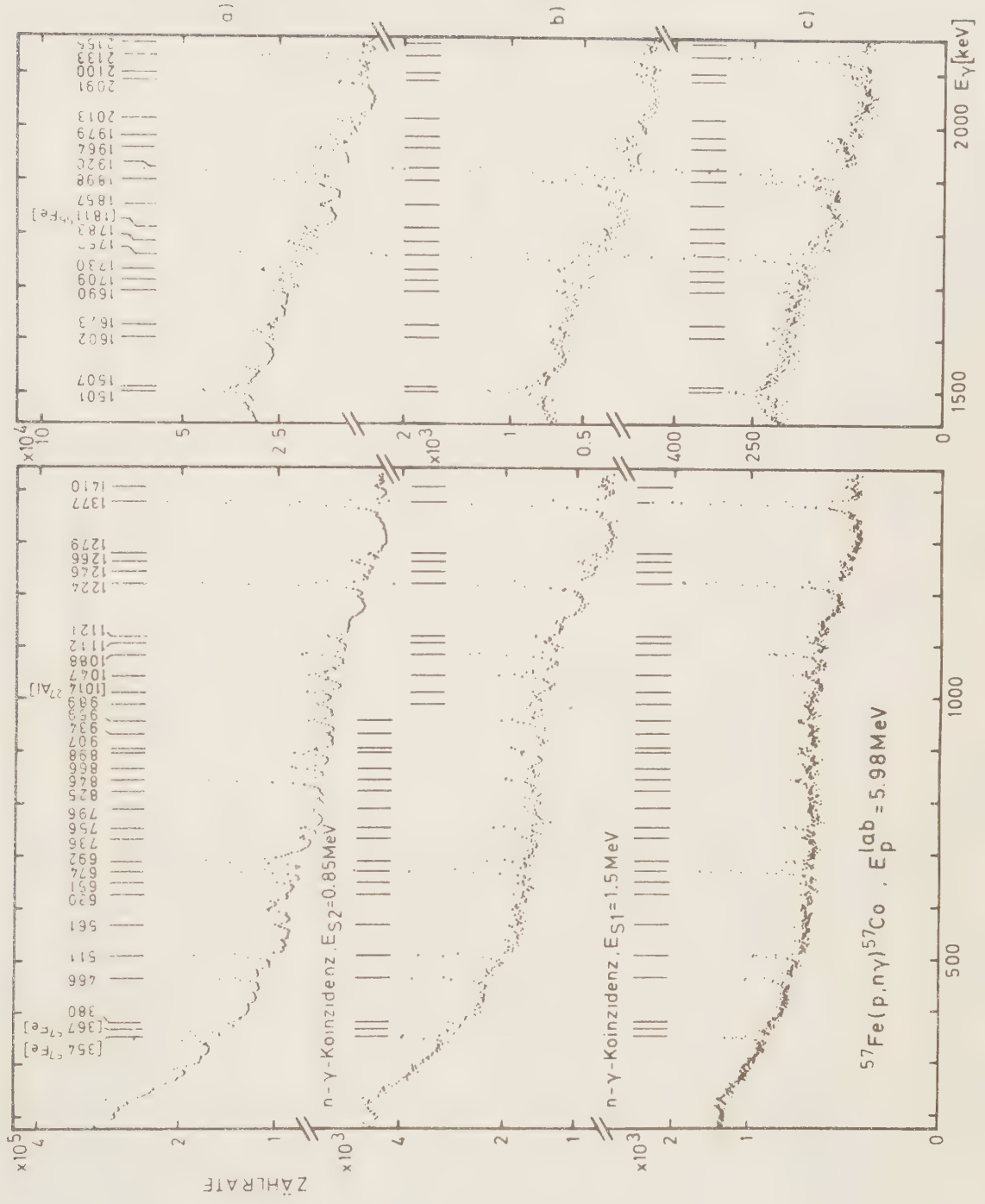
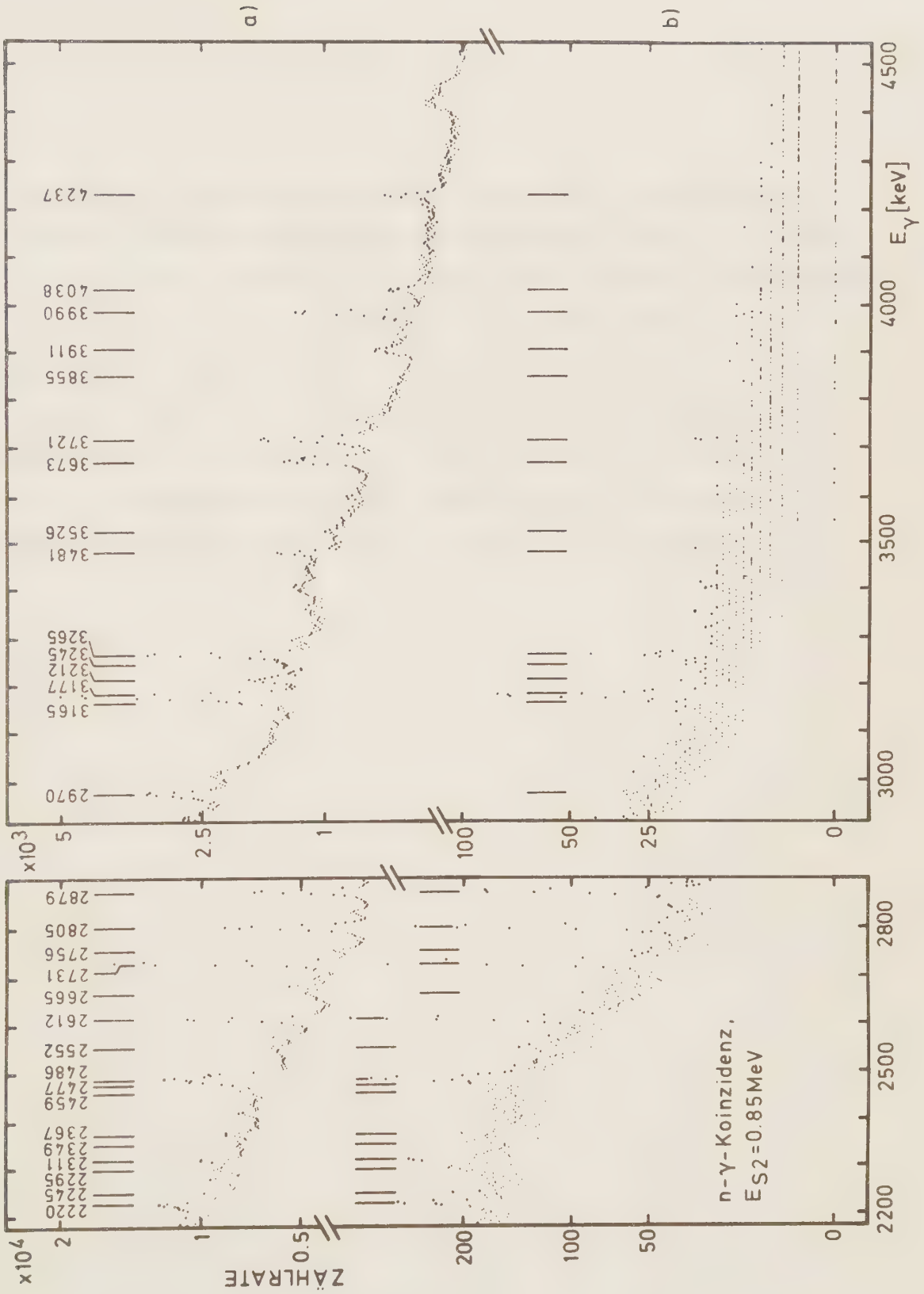


Abb. 3: Gammaspektren der Reaktion $^{57}Fe(p,n\gamma)^{57}Co$
a) Einzelspektrum; b) und c) n-γ-Koinzidenz-spektren mit niedriger bzw. hoher Energie-schwelle im Neutronendetektor. Alle Spektren sind auf denselben Targetstrom normiert. Gammaenergien in [ ] bezeichnen Störlinien.



Fortsetzung Abb. 3

bis zu einer γ-Energie von etwa 2 MeV; die Intensitätsauswertung für höherenergetische γ-Übergänge (bis $E_\gamma \approx 3$ MeV) beruht auf einer Extrapolation der von Schreiber angegebenen Kurve. Die infolge der Linienvielfalt langwierige Auswertung erfolgte mit einer speziellen Version des Programms DIANA. Abb. 3 zeigt Einzel- und Koinzidenzspektren. Tab. A1 im Anhang enthält eine Zusammenstellung der Gammaenergien, Intensitäten, Eichenergien und Störreaktionen. Die Ergebnisse der Gammamessung werden ausführlich im Zusammenhang mit dem Niveauschema von ^{57}Co in Kap. III behandelt.

III. Diskussion des Niveauschemas von ^{57}Co

Die experimentellen Ergebnisse werden später für den direkten Vergleich der beiden Formeln für den Wirkungsquerschnitt benutzt. In diesem Kapitel wollen wir die in ihnen enthaltene spektroskopische Information über den Endkern ^{57}Co auswerten. Das ist auch im Hinblick auf das theoretische Interesse an diesem Kern wichtig [GatM 69; weitere Zitate siehe dort].

III.1 Vergleich der Gamma- und Neutronenflugzeitmessungen

Das aus der Analyse der Flugzeitmessung erhaltene Niveauschema zeigt Abb. 4d; die entsprechenden Anregungsenergien aus der Messung des Gammazerfalls nach der Bevölkerung durch die (p,n)-Reaktion sind in 4c enthalten. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Anregungsenergien aus den beiden Messungen im Vergleichsbereich gut überein. Da die Fehler bei der Neutronenflugzeitmessung ($\Delta E \leq \pm$ 10 keV) größer sind als bei der Gammamessung ($\Delta E \leq \pm$ 0.5 keV für $E^* \leq$ 2 MeV, $\Delta E \approx$ 1-3 keV für $E^* >$ 2 MeV), werden wir uns im folgenden bei den Energien auf die Werte der γ-Messung beziehen.

Die Messung des Gammazerfalls sollte einerseits Anregungsenergien in einem Bereich bestimmen, der in der Flugzeitmessung nicht mehr beobachtbar war. Zum anderen erhofften wir uns Aufschlüsse über vermutliche Doppelniveaus. Dieser Zweck wurde leider nicht erreicht. Obwohl die Niveaus bei E^* = 2731, 3109 und 3180 keV im Flugzeitspektrum verbreitert erscheinen (siehe Abb. 1) und ihre Intensität größer zu sein scheint als die einer Einzellinie, liefert die Gammamessung höchstens für den letzten Fall ein positives Resultat. Hier erscheint neben einer starken Linie von

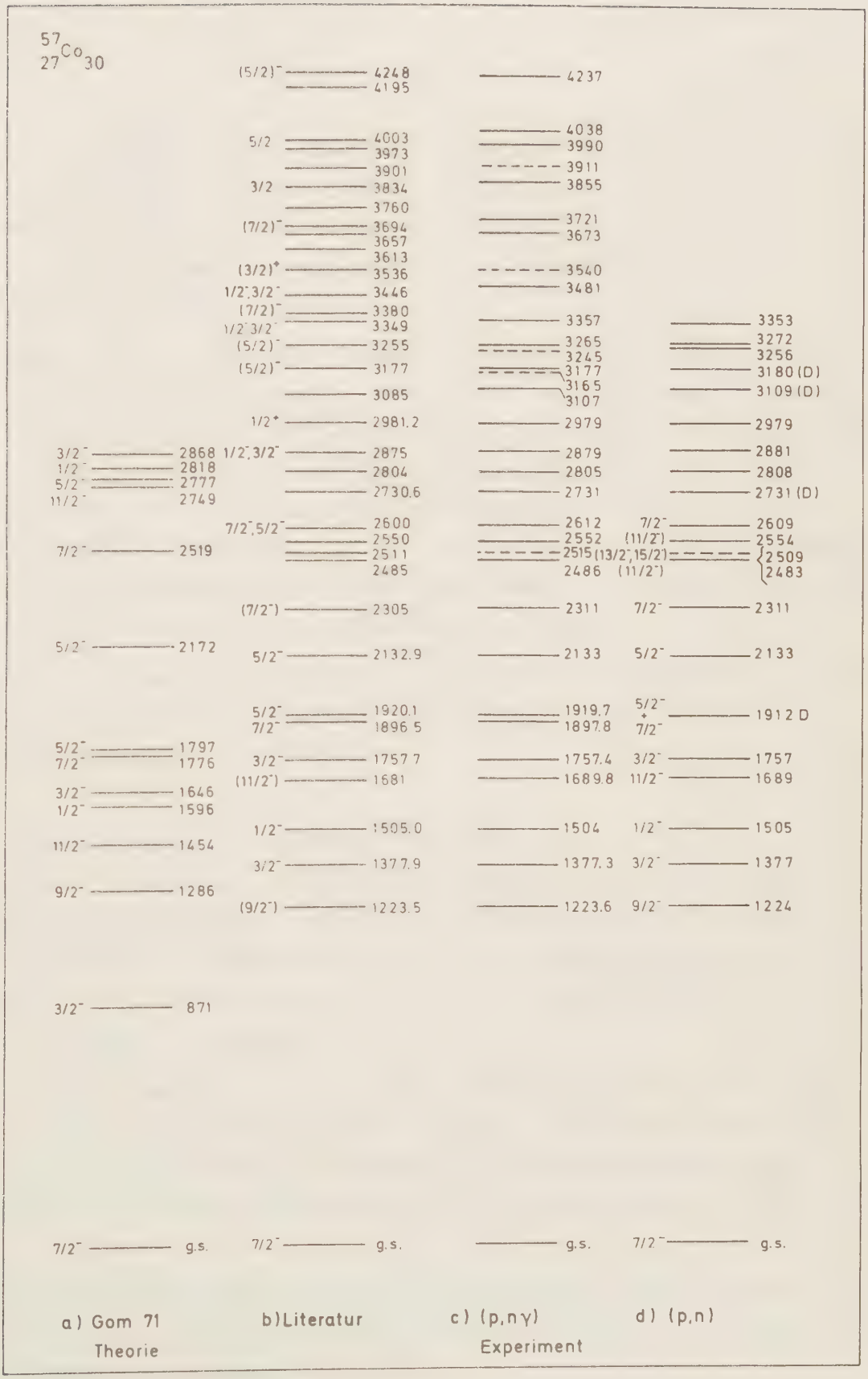


Abb. 4: Niveauschema von ^{57}Co.
Einzelheiten werden im Text behandelt.

E_γ = 3177 keV auch ein schwacher Übergang in den Grundzustand mit einer Energie von E_γ = 3165 keV. Allerdings konnten die Escapelinien nicht eindeutig identifiziert werden. Daher scheint uns die Existenz dieses Niveaus nicht ganz gesichert zu sein.

Die Gammaintensitäten aus dem Koinzidenzspektrum mit der hohen Neutronenschwelle (E_{S1} = 1.5 MeV) wurden benutzt, um im Anregungsbereich bis E^* = 2.4 MeV die direkte Bevölkerung der einzelnen Niveaus durch den Neutronenzerfall von ^{58}Co zu bestimmen. Da bei dieser Einschußenergie keine Flugzeitmessung vorlag, haben wir mit einer Hauser-Feshbach-Rechnung die relativen Besetzungsstärken bestimmt. Der Vergleich zeigte für alle Niveaus eine gute Übereinstimmung.

Auch die Spinbestimmungen bzw. -einschränkungen (siehe III.3) durch die verschiedenen Messungen waren in allen Fällen miteinander verträglich.

III.2 Vergleich mit früheren Messungen

Die bisher vorhandene Information über den Kern ^{57}Co stammt aus Transferreaktionen, aus der Untersuchung des β^+-Zerfalls von ^{57}Ni sowie aus Gammazerfalls- und Winkelkorrelationsmessungen nach Kernreaktionen [NDS 70, CooG 70, OBrC 70]. Sie ist in Abb. 4b gezeigt[+)].

Abb. 5 zeigt das von uns vervollständigte Zerfallsschema von ^{57}Co[+)]. Bekannte Übergänge oder solche, bei denen zusätzlich die Escapelinien beobachtet wurden, sind durchgezogen eingezeichnet; unsichere Einordnungen erscheinen gestrichelt.

[+)] Nach Abschluß dieser Arbeit erschien eine Untersuchung von Dayras et al. [DayT 71], die gut mit unseren Ergebnissen übereinstimmt.

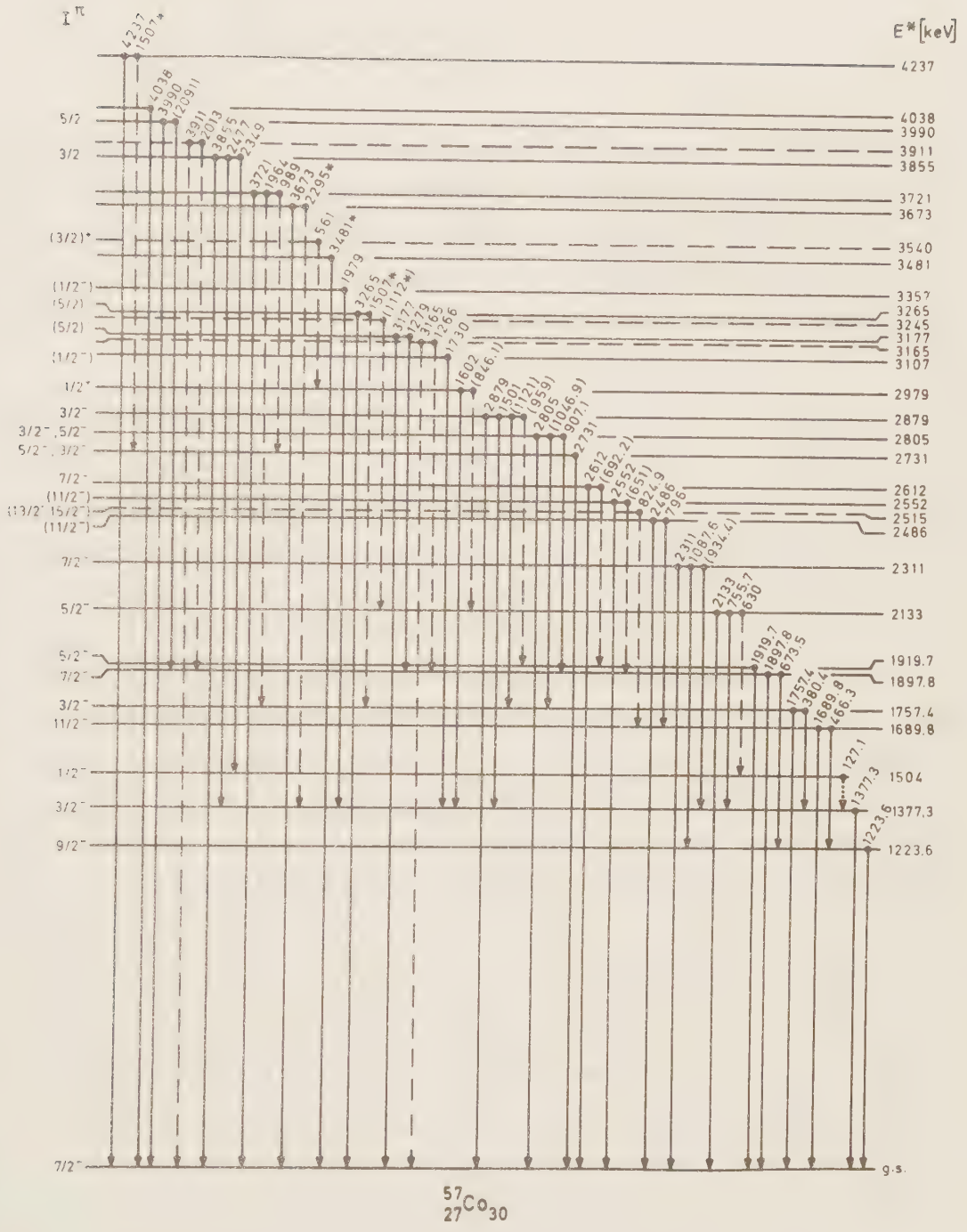


Abb. 5: Zerfallsschema von ^{57}Co.
Weitere Erläuterungen in Kap. III.2.

Übergangsenergien in Klammern oder mit einem Stern beziehen sich auf Störlinien oder mehrfache Einordnungsmöglichkeiten (diese Fragen werden im Anhang in Tab. A1 behandelt). Spin- und Paritätswerte sind unter Berücksichtigung aller bekannten Quellen und der Ergebnisse dieser Arbeit angegeben.

Im Anregungsbereich bis $E^* = 2.4$ MeV können wir unsere Ergebnisse vergleichen mit der Analyse der Proton-Gamma-Winkelkorrelation der Reaktion $^{54}Fe(\alpha,p\gamma)^{57}Co$ [CooG 70]. Alle von Coop et al. angegebenen Übergänge werden auch bei unserer Messung beobachtet. Eine Ausnahme bildet nur der 127 keV-Übergang (in Abb. 5 gepunktet gezeichnet), der bei uns unterhalb der Energieschwelle liegt. Die Verzweigungsverhältnisse aus den beiden Arbeiten stimmen gut überein (siehe dazu auch die Intensitäten in Tab. A1). Schließlich können die von Coop et al. angegebenen Spinwerte bestätigt werden. In drei Fällen werden die von Coop et al. als wahrscheinlich bezeichneten Spinwerte durch die Neutronenmessung eindeutig bestimmt (siehe III.3).

In einer Arbeit über die Reaktion $^{60}Ni(p,\alpha)^{57}Co$ halten es Coop et al. [CooG 69] für möglich, daß bei den Energien $E^* = 2727$ keV und $E^* = 3271$ Doppelniveaus existieren. Wie in III.1 kurz erwähnt, bringt die Gammamessung dafür bei dem Niveau mit $E^* = 2731$ keV keine Hinweise. Im zweiten Fall sehen wir in den Flugzeitspektren die Andeutung einer Doppelstruktur, so daß wir zwei Niveaus bei 3256 keV und 3272 keV annehmen (Abb. 4d). Aus der Gammamessung erhalten wir nur einen sicheren Übergang in den Grundzustand mit $E_\gamma = 3265$ keV, während der Gammazerfall des Niveaus bei $E^* = 3245$ keV nicht gesichert ist.

Zwei Niveaus bei 2981 keV und 3536 keV wird positive Parität und Spin 1/2 bzw. (3/2) zugeordnet [NDS 70]. Dem ersten entspricht bei uns eindeutig das Niveau bei 2979 keV. Wir halten das Niveau bei 3540 keV für das gesuchte $(3/2)^+$-Niveau; der Übergang von E_γ = 561 keV in das $1/2^+$-Niveau hat allerdings als alleiniger Zerfall zu wenig Intensität.

Den von O'Brien und Coote angegebenen Niveaus mit Anregungsenergien $E^* = (3851 \pm 2)$ keV und $E^* = (3989 \pm 1)$ keV [OBrC 70] entsprechen in dieser Arbeit die Niveaus bei $E^* = (3855 \pm 3)$ keV bzw. $E^* = (3990 \pm 3)$ keV Anregungsenergie. Für das erstere Niveau finden wir auch etwa die gleichen Verzweigungsverhältnisse wie O'Brien et al. Die gute Übereinstimmung in den Anregungsenergien betrachten wir als zusätzlichen Beweis für die Richtigkeit der Energieeichung.

Insgesamt zeigt der Vergleich zwischen Abb. 4b und 4c, daß bis zu einer Anregungsenergie von etwa 3 MeV die Übereinstimmung recht gut ist. Erst oberhalb dieser Energie scheinen wir bei der Gammamessung nicht mehr alle Niveaus gesehen zu haben.

III.3 Spinbestimmungen bzw. -einschränkungen

Aus den Ergebnissen der Flugzeitmessungen kann man durch Vergleich mit Rechnungen nach dem Statistischen Modell Spinwerte eindeutig bestimmen oder sie stark einschränken [Wol 69]. Da genügend Zustände mit bekanntem Spin zur Verfügung standen, konnte durch Normierung der Rechnung an diesen Zuständen eine von den verwendeten Formeln und Parametersätzen unabhängige Spinbestimmung erreicht werden. Auch die Energieabhängigkeit der Parameter war nicht kritisch, weil wir uns bei der Analyse auf den unteren Anregungsbereich beschränkten[+)].

[+)] Die Parität sollte bei den tiefliegenden Zuständen im ^{57}Co negativ sein (Kap. III.4).

Bei den Gammamessungen war der Übergang in den Grundzustand (zusammen mit den Escapelinien) in den meisten Fällen die einzige beobachtete Zerfallsart. Man erhält daher oft nur eine grobe Spineinschränkung von $3/2^-$ bis $11/2^-$ für die betrachteten Niveaus ($^{57}Co_{g.s.}$ $I^\pi = 7/2^-$), wenn man überwiegend E2-Übergänge annimmt, was durch die Theorie gerechtfertigt erscheint (siehe Kap. III.4). Nur in Einzelfällen war es möglich, genauere Aussagen zu machen.

Für die Niveaus bei 1224 keV, 1690 keV und 2311 keV konnte die bisher schon wahrscheinliche Spin- und Paritätszuordnung [CooG 70] $9/2^-$, $11/2^-$ bzw. $7/2^-$ jetzt völlig eindeutig durch die Neutronenintensitäten belegt werden.

Für drei Niveaus bei etwa 2.5 MeV waren bisher keine Spins bekannt. Die (p,n)-Wirkungsquerschnitte waren ziemlich klein, außerdem liegen die Niveaus dicht beieinander+), so daß wir in diesen Fällen keine eindeutigen Aussagen machen können. Auch wegen der Ergebnisse der Gammamessung (beobachtete Zerfälle nur in Zustände mit $I' \geq 7/2$) halten wir aber einen Spin von $11/2^-$ für die Niveaus bei 2486 keV und 2552 keV für wahrscheinlich. Das Niveau bei 2515 keV, das in der Reaktion $^{54}Fe(\alpha,p)^{57}Co$ und andeutungsweise in der Reaktion $^{60}Ni(p,\alpha)^{57}Co$ gesehen wurde [Bou 68, CooG 69], wurde auch bei der (p,n)-Reaktion nur schwach besetzt. Die Gammamessung liefert nur einen einzigen Übergang in den $11/2^-$-Zustand bei 1690 keV. Wir vermuten, daß der Spin dieses Niveaus $13/2^-$ oder auch $15/2^-$ ist.

+) In Abb. 4d durch { angedeutet.

Das Niveau bei 2612 keV (bisher $7/2^-$, $5/2^-$) erhält aus den Neutronendaten den Spin- und Paritätswert $7/2^-$. Für Niveaus mit höherer Anregungsenergie sind infolge der Unsicherheiten in der Ansprechwahrscheinlichkeit (die Neutronenenergie liegt zu dicht an der Energieschwelle der Apparatur) Spinaussagen auf Grund der Intensitäten der (p,n)-Wirkungsquerschnitte fraglich. Wir werden uns daher im folgenden nur noch auf die Gammamessung stützen.

Für den Zustand bei 2879 keV werden die Spins $1/2^-$ und $3/2^-$ angegeben [NDS 70]. Wir beobachten den direkten Zerfall in den Grundzustand und schließen daher auf den Spin $3/2^-$ für dieses Niveau..

Für zwei weitere Niveaus bei 3107 und 3357 keV Anregungsenergie wurde jeweils nur ein Übergang in den $3/2^-$-Zustand bei 1377 keV gefunden. Für das 3107 keV-Niveau war auch nur dieser eine Übergang bekannt [NDS 70]. Das Niveau bei 3357 keV entspricht unserer Meinung nach dem Niveau bei 3355 keV aus der Reaktion $^{56}Fe(^3He,d)^{57}Co$ mit einem Bahndrehimpuls $\ell_p = 1$ für das übertragene Proton [RosH 67]. Obwohl nicht auszuschließen ist, daß noch weitere Übergänge existieren, halten wir für diese Niveaus einen Spin von $1/2^-$ für wahrscheinlich

III.4 Vergleich mit der Theorie

Wir wollen hier einen kurzen Überblick über die theoretischen Arbeiten geben:

III.4.1 Schalenmodellrechnungen

Die ersten Rechnungen gehen von einem inerten ^{48}Ca-Rumpf aus, und für die sieben zusätzlichen Protonen wird nur die $1f_{7/2}$-Schale zugelassen, während die zwei restlichen Neutronen auf die $2p_{3/2}$-Schale [Ver 66] oder auf die $2p_{3/2}$-, $1f_{5/2}$- und $2p_{1/2}$-Schale

verteilt werden [McG 67]. Die Übereinstimmung mit dem experimentellen Niveauschema ist schlecht; insbesondere können die tiefliegenden Zustände mit kleinem Spin nicht reproduziert werden. Gatrousis et al. gehen von einem inerten ^{40}Ca-Rumpf aus und verteilen die restlichen 17 Nukleonen auf die Schalen $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ und $1f_{5/2}$ [GatM 69]. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist recht gut bis zu einer Anregungsenergie von 2 MeV. Die Verbesserung gegenüber den früheren Rechnungen beruht im wesentlichen auf der Berücksichtigung von Protonenanregungen außerhalb der $f_{7/2}$-Schale. In den Wellenfunktionen treten jedoch keine dominierenden Komponenten auf, so daß die experimentell beobachteten beträchtlichen Einteilchenstärken für die Niveaus bei 0.0($7/2^-$), 1377($3/2^-$), 1898($7/2^-$) und 2133($5/2^-$) keV nicht erklärt werden können.

III.4.2 Kopplung von Protonen-Teilchen-Loch-Zuständen an Quadrupol-Rumpfvibrationen

In ihren Rechnungen koppeln Satpathy et al. ein $1f_{7/2}^-$, $1d_{3/2}^-$ und $2s_{1/2}$-Protonenloch an die Vibrationszustände im ^{58}Ni [SatG 68]. Sie behandeln die Kopplungsstärke ebenso wie die Lochenergie als freie Parameter. Die Übereinstimmung mit dem experimentellen Termschema ist nur befriedigend, die spektroskopischen Faktoren werden jedoch recht gut wiedergegeben. Covello und Manfredi machen den gleichen Ansatz, bestimmen jedoch alle Parameter aus Experimenten am ^{58}Ni [CovM 71]. Außerdem berücksichtigen sie auch Oktupolvibrationen, deren Beitrag in den berechneten Wellenfunktionen jedoch ohne Bedeutung ist. Sie erhalten etwa das gleiche Ergebnis wie Satpathy et al..

Auch Gomez bestimmt alle Parameter aus dem Experiment [Gom 71]. Seine Rechnungen, bei denen die Protonenkonfigurationen $1f_{7/2}^{-1}$; $1f_{7/2}^{-2}$ (O)$2p_{3/2}$, $1f_{7/2}^{-2}$ (O)$1f_{5/2}$ und $1f_{7/2}^{-2}$ (O) $2p_{1/2}$ an Quadrupolvibrationen des ^{58}Ni gekoppelt werden, geben eine gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Niveauschema von ^{57}Co (Abb. 4a). Außerdem werden sowohl die Einteilchenstärken ebenso wie die kollektiven Eigenschaften gut beschrieben. Die von ihm und auch von Covello et al. berechnete beträchtliche Beimischung des 1-Phonon-Zustandes in den Grundzustand von ^{57}Co kann die Erklärung für den von uns beobachteten überwiegenden Zerfall hochangeregter Zustände ($E^* \simeq 3$-4 MeV) in den Grundzustand sein.

IV. Diskussion der Formeln von Hauser/Feshbach und von Ullah

IV.1 Die Formel von Hauser und Feshbach

IV.1.1 Grundannahmen des Statistischen Modells

Energiegemittelte Wirkungsquerschnitte (WQ) kann man nach dem Statistischen Modell der Compoundreaktionen berechnen. Die wichtigsten Annahmen bei der Herleitung der Formeln sind [Vog 68]:

a) Reziprozität der WQ;
b) Ablauf der Reaktion über einen Compoundkernzustand mit definiertem Spin- und Paritätswert;
c) Faktorisierung des WQ für jeden Compoundkernzustand getrennt in einen Bildungs- und einen Verzweigungsanteil;
d) Beschreibung des Bildungsanteils durch den Absorptionswirkungsquerschnitt des Optischen Modells;
e) Statistische Phasenverteilung der Elemente der Streumatrix im Mittelungsintervall.

Unter diesen Voraussetzungen erhält man die Formeln von Hauser und Feshbach (H.F.-Formel) für den differentiellen und integrierten Wirkungsquerschnitt[+]:

$$(1)\quad \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}\alpha\alpha'(\theta) = \frac{1}{4k_\alpha^2}\,\frac{(-1)^{(I'-I+i'-i)}}{(2I+1)(2i+1)}\sum_L P_L(\cos\theta)\;x$$

$$x\sum_{J\Pi}(2J+1)^2\,\frac{\sum_{\ell j\ell' j'} A_L^J(\ell j,\ell' j',\alpha\alpha')T_{\ell j}(\alpha)T_{\ell' j'}(\alpha)}{\sum_{\alpha''\ell''j''} T_{\ell''j''}(\alpha'')}$$

[+] Nicht berücksichtigt ist die sogenannte Breitenfluktuationskorrektur [Mol 61].

mit

$$(2)\quad A_L^J = (-1)^{2j}(2\ell+1)(2j+1)\begin{pmatrix}\ell & \ell & | & L\\ 0 & 0 & | & 0\end{pmatrix}\begin{Bmatrix} j & I & J\\ J & L & j\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} j & j & L\\ \ell & \ell & i\end{Bmatrix} x$$

$$x\ (-1)^{2j'}(2\ell'+1)(2j'+1)\begin{pmatrix}\ell' & \ell' & | & L\\ 0 & 0 & | & 0\end{pmatrix}\begin{Bmatrix} j' & I' & J\\ J & L & j'\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} j' & j' & L\\ \ell' & \ell' & i'\end{Bmatrix}$$

und

$$(3)\quad \bar{\sigma}_{\alpha\alpha'} = \pi/k_\alpha^2 \frac{1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{J\Pi} (2J+1)\ x$$

$$x\ \frac{\sum_{\ell j \ell' j'} T_{\ell j}(\alpha) T_{\ell' j'}(\alpha')}{\sum_{\alpha'' \ell'' j''} T_{\ell'' j''}(\alpha'')}$$

Dabei bedeuten:

k_α - Wellenzahl der Relativbewegung im Eingangskanal

I - Targetspin

i - Projektilspin

J - Compoundkernspin

Π - Parität des Compoundkerns

ℓ bzw. j - Bahn- bzw. Gesamtdrehimpuls im Eingangskanal

α - kennzeichnet alle übrigen Quantenzahlen des Eingangszustands

$P_L(\cos\theta)$ - Legendre-Polynom vom Grade L für den Emissionswinkel θ

$T_{\ell j}(\alpha)$ - Transmissionskoeffizienten des Optischen Modells im Kanal α für Bahn- bzw. Gesamtdrehimpuls ℓ bzw. j.

Andere einfach bzw. zweifach gestrichene Größen gelten für den Ausgangskanal bzw. weitere offene Kanäle in analoger Weise. (|) bezeichnen Clebsch-Gordan-Koeffizienten; { } die 6-j-Symbole.

IV.1.2 Gültigkeitsbereich der H.F.-Formeln nach der Reaktionstheorie

Moldauer hat in mehreren Arbeiten sehr ausführlich den Zusammenhang zwischen den energiegemittelten Wirkungsquerschnitten (Formel (1) und (3)) und den Parametern einer mikroskopischen Reaktionstheorie untersucht [siehe z.B. Mol 61, Mol 64, Mol 67] .

Die Theorie liefert für den Zusammenhang zwischen den gemittelten partiellen Breiten $\langle \Gamma^J_{\mu c} \rangle_\mu$ sowie dem mittleren Abstand D^J von Compoundkernzuständen mit Spin J [+)] und den Transmissionskoeffizienten T^J_c für den Zerfall in die einzelnen Kanäle c [++)] in Abwesenheit von direkten Reaktionsanteilen die Beziehung [Mol 68, Mol 69a]

$$(4) \quad T^J_c = 1 - \exp\left(-2\pi \langle \Gamma^J_{\mu c} \rangle_\mu \,/\, D^J \right)$$

Unter $\langle X^J_\mu \rangle_\mu$ verstehen wir dabei die Mittelung der Größe X über die Compoundkernresonanzen μ mit Spin J.

Der allgemeine Ausdruck für den energiegemittelten Wirkungsquerschnitt besteht aus einem gemittelten Resonanzanteil und einem Interferenzterm (Bezeichnungen wie in Mol 64):

+) Wir betrachten hier und im folgenden stets Compoundkernzustände einer bestimmten Parität Π, lassen jedoch wegen der einfacheren Schreibweise meistens den Index Π weg.

++) Mit c bezeichnen wir einen festen Satz von Quantenzahlen (u.a. ℓ und j), die einen einzelnen Kanal charakterisieren.

$$(5)\quad \bar{\sigma}_{cc'} = \pi/k_c^2 \left\{ \left\langle \frac{\Theta_{\mu c}\,\Theta_{\mu c'}}{\Theta_\mu} \right\rangle_\mu - M_{cc'} \right\}$$

Wir führen jetzt die mittlere totale Breite $\bar{\Gamma}^J$ ein [Mol 68]

$$(6)\quad \bar{\Gamma}^J = \sum_c \langle \Gamma_{\mu c} \rangle_\mu$$

und kommen zu folgender Fallunterscheidung:

a) $\bar{\Gamma}/D \ll 1$

Dann gilt:

$$\Theta_{\mu c} \to 2\pi\, \Gamma_{\mu c}/D,\quad M_{cc'} \to 0$$

Man erhält damit den gemittelten WQ ausgedrückt durch die Resonanzparameter $\langle \Gamma_{\mu c} \rangle_\mu$ und D [+]:

$$(7)\quad \bar{\sigma}_{cc'} \approx \pi/k_c^2\, \frac{2\pi}{D}\, \frac{\langle \Gamma_{\mu c} \rangle_\mu \langle \Gamma_{\mu c'} \rangle_\mu}{\bar{\Gamma}}$$

Aus $\bar{\Gamma}/D \ll 1$ folgt $\langle \Gamma_{\mu c} \rangle_\mu / D \ll 1$ für jedes c, so daß man von der exakten Beziehung (4) zur linearen Näherung übergehen kann. Diese in (7) eingesetzt, liefert nach den entsprechenden Summationen und Mittelungen über alle Kanäle c und c', die vom Anfangszustand α in den Endzustand α' führen, die H.F.-Formel (3).

b) $\bar{\Gamma}/D \gg 1$

Macht man in diesem Fall der überlappenden Resonanzen die zusätzliche Annahme, daß die Resonanzparameter (damit meinen wir hier im wesentlichen die reduzierten Breitenamplituden [Mol 67]) bezüglich des Resonanzindex μ unkorreliert sind, kann man die Näherung

[+] Wir wollen von einer großen Anzahl offener Kanäle ausgehen; dann sollte die Breitenfluktuationskorrektur vernachlässigbar sein.

$$\langle \Theta_{\mu c} \rangle_{\mu} \to T_c, \; M_{cc'} \to 0$$

machen. Damit erhält man wiederum die H.F.-Formel (3). Für das Vorhandensein von Korrelationen gibt es bisher keine experimentellen Belege. Moldauer jedoch hält es für wahrscheinlich, daß diese Korrelationen als Folge der Unitarität der Streumatrix vorhanden sind [Mol 67].

Im Zwischengebiet, wo weder a) noch b) gilt, kann die HF.-Formel nicht mehr aus der Reaktionstheorie abgeleitet werden. Die Theorie liefert dort sehr komplizierte und mit dem Experiment nicht direkt vergleichbare Ausdrücke für den gemittelten Wirkungsquerschnitt. Die Anwendbarkeit der H.F.-Formel sollte daher auf die Bereiche a) und - beim Fehlen von Korrelationen - b) beschränkt sein. Wir werden auf diesen Punkt beim Vergleich mit dem Experiment noch einmal zurückkommen.

Am Ende dieses Abschnitts wollen wir noch kurz auf ein Verfahren eingehen, das von Gadioli et al. bei der Analyse von Schwerionenreaktionen angewendet wurde [GadI 68]. Die Autoren gehen von (4) und (7) aus und gelangen damit zu folgendem Ausdruck:

$$(8) \quad \bar{\sigma}^{Gad}_{cc'} \approx \pi/k_c^2 \, \frac{\ell n(1-T_c)\, \ell n(1-T_{c'})}{-\sum_{c''} \ell n(1-T_{c''})}$$

Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zeigt, daß die nach (8) berechneten Werte zu groß sind. Die H.F.-Formel (3) dagegen liefert eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Uns scheint das auch verständlich zu sein: Die auftretenden Transmissionskoeffizienten sind zum großen Teil etwa gleich Eins. Damit bleibt zwar (4) richtig, aber a) gilt nicht mehr, so daß (8) nicht mehr aus (7) hergeleitet werden kann. Es ist aber b) erfüllt und die normale H.F.-Formel kann benutzt werden.- Wir werden später den Ausdruck (8) als Abschätzung für den

von Ullah angegebenen Wirkungsquerschnitt benutzen.

IV.2 Die Formel von Ullah

Das letzte Kapitel zeigte, daß die H.F.-Formel nur in gewissen Grenzfällen und unter bestimmten Voraussetzungen hergeleitet werden kann. Die sich daraus ergebenden Einschränkungen für den Gültigkeitsbereich der Formel beeinträchtigen den Vergleich mit experimentellen Ergebnissen. Ullah versuchte daher, eine Formel für den gemittelten Wirkungsquerschnitt herzuleiten, ohne die bisher üblichen Näherungen zu verwenden [Ull 69]. In den folgenden drei Abschnitten werden wir die Herleitung der Formel und die theoretischen Bedenken [Mol 69b] skizzieren sowie eine Erweiterung im Hinblick auf die Berechenbarkeit und die differentielle Form bringen.

IV.2.1 Herleitung der Formel

Ullah geht in der Ableitung seiner Formel von einer Polentwicklung der Streumatrix S aus:

$$(9)\quad S_{cc'} \sim \left[1 - i \sum_{\mu=1}^{N} \frac{G_{cc'}(\mu)}{E - z_\mu}\right]$$

wobei $z_\mu = E_\mu - \frac{1}{2} i \Gamma_\mu$ der komplexe Pol von S ist und E_μ bzw. Γ_μ die Energie bzw. die Gesamtbreite der Resonanz μ bedeuten. $G_{cc'}(\mu)$ bezeichnet man als komplexe Breitenamplitude. Die Summation läuft über alle N Resonanzen.

Der energiegemittelte Reaktionswirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}_{cc'}$ ist allgemein definiert durch

$$(10)\quad \bar{\sigma}_{cc'} = \pi/k^2 < | S_{cc'}(E) |^2 >$$

< > bedeutet Energiemittelung über ein Energieintervall I; nach (9) geht die Energiemittelung über in eine Mitte-

lung der Größen $G_{cc'}(\mu)$ und z_μ über die Resonanzen im Mittelungsintervall I. Bei Ullah enthält I alle N Resonanzen [Ull 68].

Berücksichtigt man noch den Zusammenhang (4) zwischen den Transmissionskoeffizienten und den mittleren Resonanzparametern, erhält man die Formel von Ullah:

$$(11)\quad \bar{\sigma}^{Ul}_{cc'} = \pi/k_c^2 \left(1-\exp\left(\frac{\ln(1-T_c)\ln(1-T_{c'})}{\sum_{c''}\ln(1-T_{c''})}\right)\right)$$

Für den Fall, daß alle Transmissionskoeffizienten klein gegen Eins sind, kann man den Logarithmus und die Exponentialfunktion entwickeln und (11) geht über in den Ausdruck (3) für den Hauser-Feshbach Wirkungsquerschnitt.

Gilt jedoch, daß der Ausdruck A << 1 ist, mit

$$(12)\quad A = \frac{\ln(1-T_c)\ln(1-T_{c'})}{-\sum_{c''}\ln(1-T_{c''})}$$

ohne daß $-\ln(1-T)$ ersetzt werden kann durch T (was z.B. bei großen T und einer Summe über sehr viele offene Kanäle eintreten kann), dann wird $\bar{\sigma}_{cc'} \sim A$ und man erhält den von Cadioli et al. verwendeten Ausdruck (8) (siehe dazu auch Kap. VI.1).

IV.2.2 Bedenken gegen das Mittelungsverfahren

Im vorigen Abschnitt wiesen wir darauf hin, daß das von Ullah benutzte Mitteilungsintervall I alle Resonanzen enthält. Nach der Meinung von Moldauer [Mol 69a, Mol 69b] muß man im Falle überlappender Resonanzen Mittelungsintervalle I benutzen, die klein sind im Vergleich zu dem Energieintervall Δ, das die Gesamtheit der Resonanzen enthält.

Es handelt sich bei diesem Problem nicht um einen Randeffekt, der durch eine größere Anzahl von Resonanzen reduziert werden kann[+)], sondern darum, daß die Unitarität der Streumatrix zu Beziehungen zwischen den Resonanzparametern führt, die systematisch über das Intervall Δ variieren. Als Folge davon erhält man verschiedene Ergebnisse, je nachdem, ob man über $I = \Delta$ (unphysikalisch) oder $I \ll \Delta$ (physikalischer Fall) mittelt (ein Beispiel dafür wird von Moldauer [Mol 69b] gegeben). Aus der Sicht Moldauers ist also die Formel von Ullah in IV.2.1 falsch. Unser Ziel ist es, beide Formeln mit dem Experiment zu vergleichen, um damit die Richtigkeit der Formeln zu prüfen.

IV.2.3 Verallgemeinerungen; explizite Ausdrücke für $\bar{\sigma}^{Ul}_{cc'}$ und $\frac{d\bar{\sigma}^{Ul}}{d\Omega_{cc'}}(\theta)$

Die Formel (11) ist für eine explizite Berechnung des Wirkungsquerschnitts noch nicht geeignet, da die Summationen über die verschiedenen Compoundkernzustände und Partialwellen noch fehlen. Zur Vereinfachung der Schreibweise führen wir jetzt den Ausdruck

$$(13)\quad U(\ell\ell',jj',\alpha\alpha',J) := 1-\exp\left[\frac{\ln(1-T_{\ell j}(\alpha))\ln(1-T_{\ell' j'}(\alpha'))}{\sum_{\alpha''\ell''j''}^{J}\ln(1-T_{\ell'' j''}(\alpha''))}\right]$$

ein. Wir nehmen an, daß der Gesamtwirkungsquerschnitt $\bar{\sigma}^{Ul}_{\alpha\alpha'}$ eine inkohärente Summe der Einzelbeiträge ist und

---

[+)] Bei Ullah gilt [Ull 68]:
$I \to \infty$, $N \to \infty$ mit $I/N = \text{const.} = 2D/\pi$

erhalten in Analogie zur H.F.-Formel (3) für $\bar{\sigma}^{Ul}_{\alpha\alpha'}$

$$(14)\quad \bar{\sigma}^{Ul}_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{k_\alpha^2}\,\frac{1}{(2I+1)(2i+1)}\sum_{J\Pi}(2J+1)\sum_{\ell j\ell' j'} U(\ell\ell',jj',\alpha\alpha',J)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\bar{\sigma}^{Ul}}{d\Omega}\alpha\alpha'(\theta)$ enthält natürlich dieselben kinematischen Faktoren wie (1), lediglich wird auch hier der Ausdruck der Transmissionskoeffizienten ersetzt durch die Größe U, definiert in (13).

Der Vollständigkeit halber geben wir ihn noch einmal explizit an:

$$(15)\quad \frac{d\bar{\sigma}^{Ul}}{d\Omega}\alpha\alpha'(\theta) = \frac{1}{4k_\alpha^2}\,\frac{(-1)^{(i'-I+i'-i)}}{(2I+1)(2i+1)}\;x$$

$$x\sum_L P_L(\cos\theta)\sum_{J\Pi}(2J+1)^2\sum_{\ell j\ell' j'} A_L^J(\ell j,\ell' j',\alpha\alpha')U(\ell\ell',jj',\alpha\alpha',J)$$

Die Formeln (14) und (15) wurden zur Programmierung im Rechenprogramm LULU benutzt (siehe V.4).

V. Parameter für die Rechnungen

V.1 Niveauschemata

V.1.1 Modellniveauschema von ^{57}Co

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte müssen nicht nur die Spin- und Paritätswerte I^{π} und $I'^{\pi'}$ von Anfangs- und Endzustand bekannt sein, sondern darüberhinaus auch die Anregungsenergien, Spins und Paritäten aller Zustände, die in die Summe über die offenen Kanäle eingehen. Für die Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ ist das ein Anregungsbereich bis E^*_{max} = 3.25 MeV bei der Einschußenergie E_p = 4.93 MeV (bzw. E^*_{max} = 3.86 MeV für E_p = 5.57 MeV) im Endkern ^{57}Co. Für die Niveaus bis zu einer Anregungsenergie von 2612 keV wurden die Energien aus Abb. 4c und die Spinwerte aus Abb. 4d benutzt. Die weiteren Werte findet man in Tabelle A2 im Anhang. Für die mit einem Kreuz bezeichneten Zustände gab es keine Hinweise auf den Spin. Spinannahmen für diese Niveaus beruhen auf dem folgenden Verfahren: Es wurden die von Gomez [Gom 71] angegebenen Protonenkonfigurationen an die Zustände 0^+ und 2^+ sowie das $1f_{7/2}$-Loch zusätzlich an einen 4^+-Zustand gekoppelt. Die so erhaltenen Zustände wurden dann auf das experimentelle Niveauschema verteilt. Damit blieben bestimmte Spinwerte für die restlichen Zustände übrig. Die Rechnungen zeigten, daß für die höhere Einschußenergie - bei der Unsicherheiten größer sind - die Summe der partiellen Wirkungsquerschnitte für Anregungsenergien oberhalb 3 MeV nur etwa 25 % der Gesamtsumme betrug und daß die relative Besetzungsstärke im unteren Energiebereich weitgehend unabhängig von den Annahmen über das Termschema im Bereich $E^* > 3$ MeV war.

V.1.2 Modellniveauschema von ^{57}Fe

Von Bedeutung sind neben dem Neutronenzerfall des Compoundkerns auch die Reaktionen $^{57}Fe(p,p_o)^{57}Fe_{g.s.}$ ($I^\pi = 1/2^-$) und $^{57}Fe(p,p')^{57}Fe$ (Anteil am Absorptionswirkungsquerschnitt etwa 25 %; siehe dazu VI.1). Denn es wurde mit $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ bewußt eine Reaktion gewählt, bei der sowohl im Eingangs- als auch im Ausgangskanal große Transmissionskoeffizienten auftreten, um möglichst unterschiedliche Werte aus den beiden Theorien zu erhalten. Für die Berechnung der Summe über alle offenen Kanäle wurden im ^{57}Fe insgesamt 48 Niveaus bis zu einer Anregungsenergie von 4 MeV berücksichtigt. Die Arbeit von Sen Gupta et al. über die Reaktion $^{56}Fe(d,p)^{57}Fe$ lieferte dabei die Hauptinformation [SenM 71, NDS 70]. Für die schwachen Niveaus wurden die Spin- und Paritätswerte folgendermaßen gewählt (E^* in keV): 1002($11/2^-$), 1196($9/2^-$), 2763($7/2^-$), 2818($11/2^-$), 2985($9/2^-$), 3284($7/2^-$), 3302($9/2^-$) und 3861($11/2^-$). Alle anderen Werte stimmen mit den Angaben aus der Arbeit von Sen Gupta überein.

V.1.3 Weitere Zerfallskanäle

Neben dem Protonen- und Neutronenzerfall des Compoundkerns ^{58}Co könnte noch der Alphazerfall in den Kern ^{54}Mn eine Rolle spielen. Die Rechnungen von Huizenga und Igo zeigen jedoch, daß die α-Transmissionskoeffizienten um etwa zwei Größenordnungen kleiner sind als die p- und n-Transmissionskoeffizienten [HuiI 61]. Der Alphazerfallskanal konnte daher bei den Rechnungen vernachlässigt werden.

Ebenso kann man abschätzen, daß auch der Gammazerfallskanal ohne Bedeutung ist [UmbC 71].

V.2 Protonen-Transmissionskoeffizienten

Zur Prüfung der beiden Formeln benötigt man außer der Kenntnis der Niveauschemata genaue Werte für die Transmissionskoeffizienten $T_{\ell j}$. Leider ist über die Parameter des Optischen Potentials für niederenergetische Protonen nur wenig bekannt. Daher kann man zuverlässige Aussagen

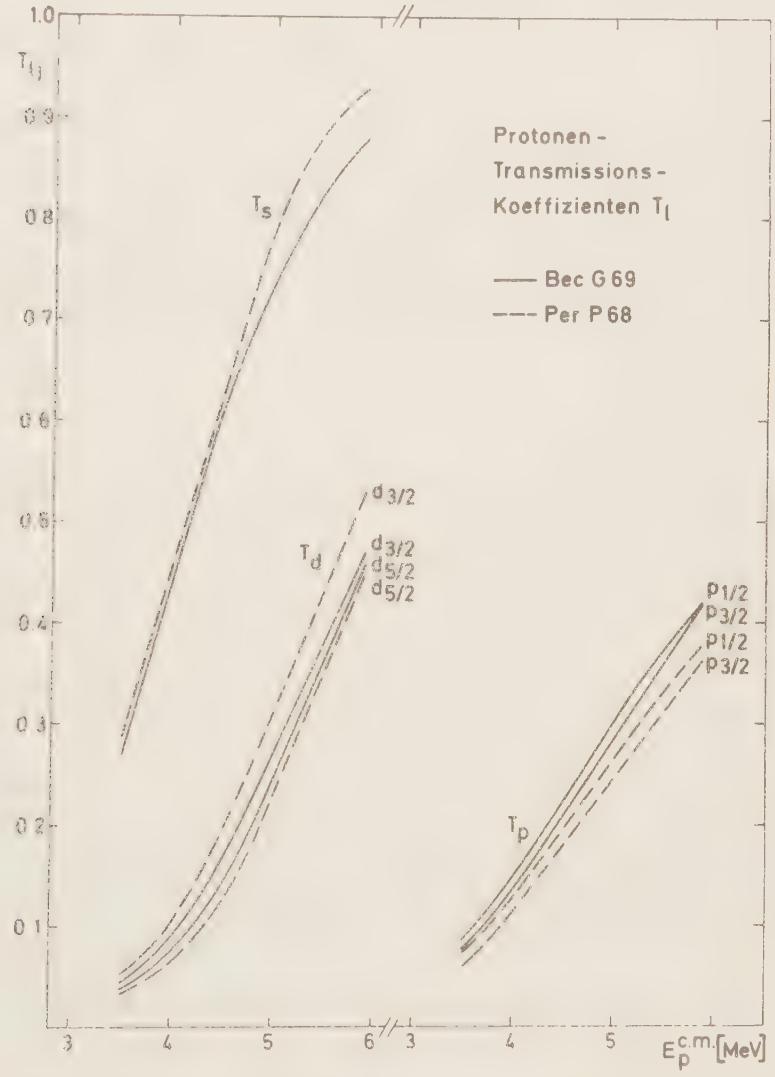


Abb. 6: Protonen-Transmissionskoeffizienten für s-,p- und d-Wellen als Funktion der Protonenenergie für zwei Parametersätze des Optischen Modells.

über die beiden Formeln nur dann erhalten, wenn diese unabhängig von der speziellen Wahl der Parametersätze sind.- Mit dem Programm DWUCK [Rös 70] haben wir für verschiedene, geeignet erscheinende Protonenparametersätze die $T_{\ell j}$ berechnet und für die verschiedenen Partialwellen getrennt miteinander verglichen. Wir haben uns schließlich für die Parametersätze von Becchetti und Greenlees [BecG 69] und von Perey et al. [PerP 68] entschieden, die $T_{\ell j}$ mit den größten Unterschieden liefern (Abb. 6).

Beide Sätze sind globale Parametersätze, die im wesentlichen aus der Analyse der elastischen Streuung und der Polarisation bei einer größeren Anzahl von Elementen mit A > 40 und Protonenenergien $\geq$ 10 MeV gewonnen wurden. Die Form des Optischen Potentials und die Parameter sind in Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1: Optisches Modell für Protonen (a) und Neutronen (b) bei ^{57}Fe bzw. ^{57}Co

$$V(r)=U_{Coul}(r_c)-(V+iU)f(x_1)+i\left(4W_D\frac{d}{dx_2}f(x_2)-W_G\exp(-x_2^2)\right)+V_{so}\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2\vec{\sigma}\cdot\vec{\ell}\,\frac{1}{r_3}\frac{d}{dr_3}f(x_3)$$

mit $f(x_i)=(1+e^{x_i})^{-1}$ Saxon-Woods Formfaktor und $x_i=\dfrac{r-r_i A^{1/3}}{a_i}$

Geometrische Parameter in f, Potentiale und Energien E in MeV

	Autor	V	U	W	V_{so}	r_1	r_2	r_3	a_1	a_2	a_3	r_c
a)	BecG 69	58.8-0.32 E	0	W_D=12.9-.25 E	6.2	1.17	1.32	1.01	0.75	0.57	0.75	1.27
	PerP 68	53.2-0.5 E	0	W_D=11	7.3	1.285	1.285	1.285	0.65	0.53	0.53	1.25
b)	BecG 69	55 -0.32 E	0	W_D=12.4-.25 E	6.2	1.17	1.26	1.01	0.75	0.58	0.75	-
	EngF 67	46 -0.25 E	.125E	W_G=14 -0.2 E	7	1.32	1.45	1.32	0.62	0.50	0.62	-

V.3 Neutronen-Transmissionskoeffizienten

Da eine experimentelle Bestimmung der n-Transmissionskoeffizienten nicht möglich war [FinJ 70], wurden auch für den

Ausgangskanal mehrere Parametersätze aus der Literatur zur Berechnung der $T_{\ell j}$ benutzt:

a) Satz von Becchetti und Greenlees [BecG 69];bis auf die Potentialtiefen und die Geometrieparameter des Imaginärteils stimmt er vollkommen mit dem für die Protonen angegebenen Satz überein (s. V.2).

b) Satz von Perey und Buck; dieser Satz stammt aus der Analyse der Neutronenstreuung an Kernen mit $13 \leq Z \leq 82$. Benutzt wurden die $T_{\ell j}$ aus der Tabelle von Auerbach und Perey [AueP 62].

c) Satz von Engelbrecht and Fiedeldey [EngF 67]; von diesem Satz, der im Massenbereich $A \approx 90$ bestimmt wurde, erwartet man von vornherein nicht, daß er auch die experimentellen Daten im Bereich $A \approx 60$ gut reproduziert. Uns schien es jedoch interessant festzustellen, inwieweit durch einen Parametersatz die Entscheidung zwischen den beiden Modellen in Frage gestellt werden kann.

Die Parameter der Sätze a) und c) sind in Tabelle 1b angegeben. Abb. 7 zeigt für ℓ=0, 1 und 2 die n-$T_{\ell j}$, berechnet mit den verschiedenen Parametersätzen.

Offensichtlich erhält man aus den verschiedenen Parametersätzen ähnliche Werte nur für die $T_{\ell j}$ derjenigen Wellen, die für $A \approx 60$ eine Resonanz haben. Die Analyse von Streudaten nämlich liefert Parametersätze, die hauptsächlich von den dominierenden Wellen abhängen. Damit sind die $T_{\ell j}$ für die anderen Wellen (siehe Abb. 7, p-Welle) nicht so gut bestimmbar. Eine analoge Situation ergibt sich für die p-Wellenresonanz des Optischen Modells bei $A \approx 90$ [Jah 70].

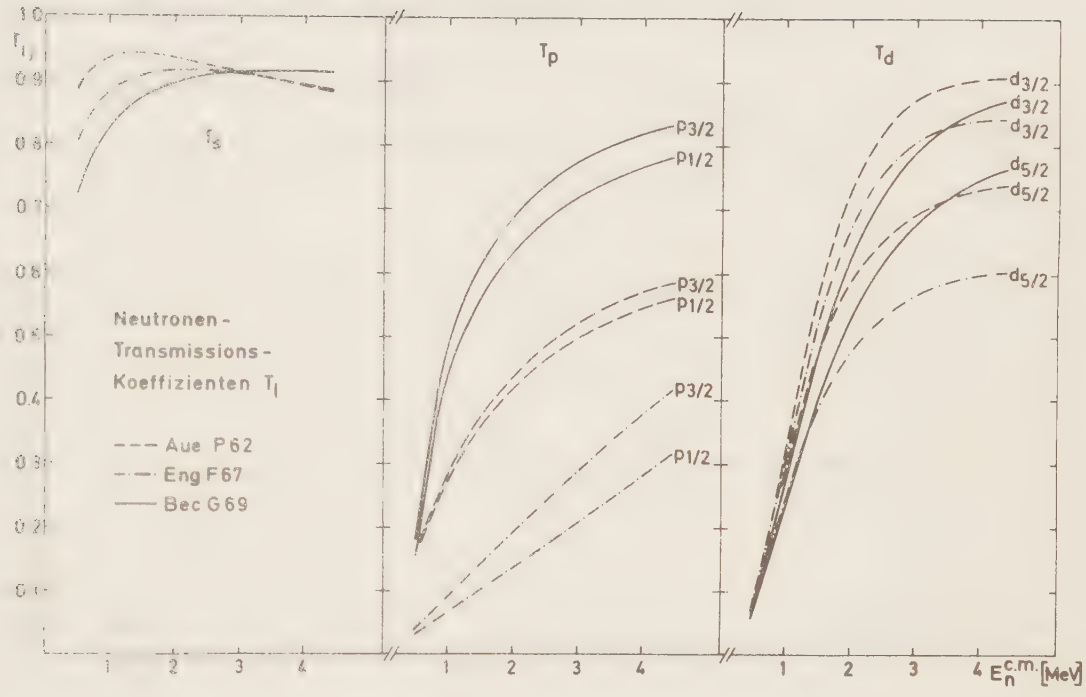


Abb. 7: Neutronen-Transmissionskoeffizienten für s-,p- und d-Wellen als Funktion der Neutronenenergie für verschiedene Parametersätze.

V.4 Rechenprogramm LULU

Für die Berechnung der differentiellen und integrierten Wirkungsquerschnitte nach den Hauser-Feshbach-Formeln (1) und (3) wurde das Fortran IV-Programm LULU entwickelt [Pie 70]. Es wurde später so modifiziert, daß auch die Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach den Formeln von Ullah (Formel (14) und (15)) möglich war. Ullah gibt einige Beispiele an [Ull 69], die mit dem Programm LULU in allen Fällen exakt reproduziert werden.

VI. Vergleich zwischen Experiment und Theorie

VI.1 Anregungsfunktionen

Abb. 8 zeigt die Anregungsfunktionen der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ für drei Winkel:

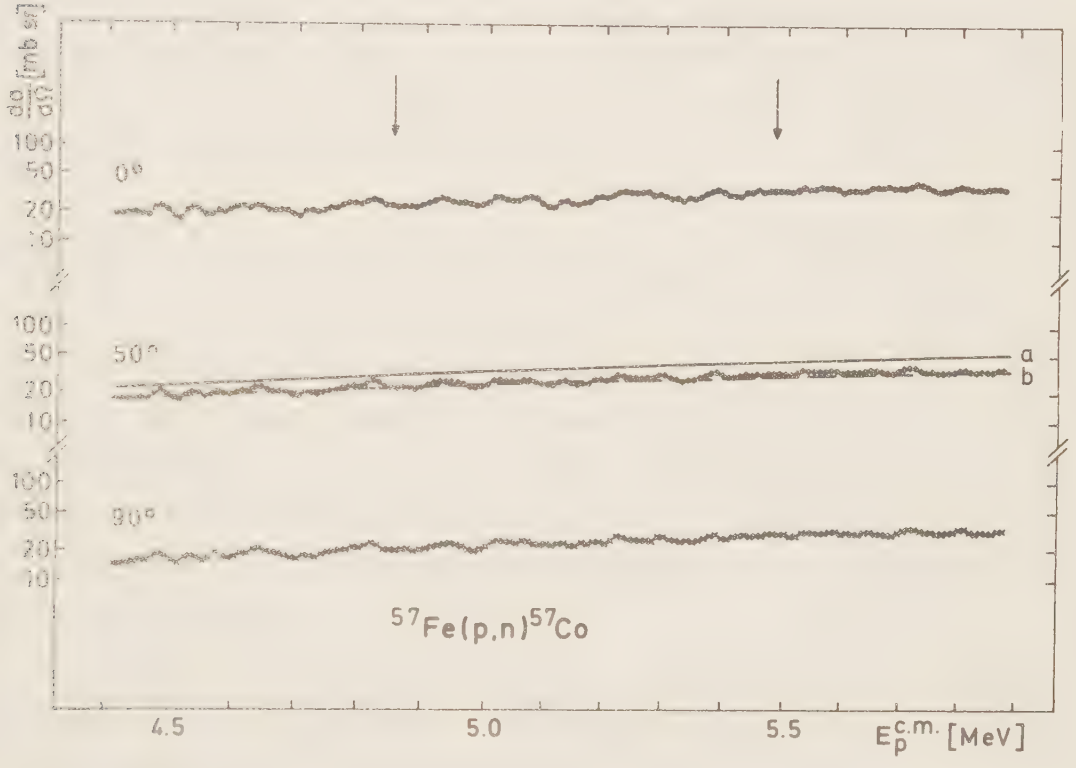


Abb. 8: Anregungsfunktionen der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ für die Winkel 0^o, 50^o und 90^o. Für 50^o sind zusätzlich zwei theoretische Kurven eingezeichnet: a) Theorie von Ullah (Formel (19)); b) H.F.-Theorie (Formel (16)). Beide Kurven wurden mit den Parametersätzen von Becchetti und Greenlees berechnet [BecG 69]. Die Pfeile geben die Einschußenergien für die Neutronenflugzeitmessungen an.

Wir wollen jetzt die Neutronenausbeute mit dem Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} des Optischen Modells vergleichen. Außer dem Neutronenzerfall des Compoundkerns ist als einziger weiterer Zerfallskanal der Protonenzerfall zurück in den Targetkern von Bedeutung. Dieser Anteil am Absorptionswirkungsquerschnitt σ_{abs} beträgt etwa 25 %; der Hauptbeitrag wird von Übergängen zu niedrig angeregten Endzuständen geliefert, deren Spin und Parität gut bekannt sind. Die in Abb. 8 eingezeichnete Kurve b wurde daher berechnet nach der Formel[+)]

$$(16)\quad \frac{d\sigma}{d\Omega}^{H.F.}(E_p) = \frac{1}{4\pi}\sum_j \bar{\sigma}_{p,n_j} = \frac{1}{4\pi}\left(\sigma_{abs}(E_p) - \sum_i \bar{\sigma}_{p,p_i}\right)$$

Das zweite Gleichheitszeichen gilt - unter der Voraussetzung, daß nur Neutronen- oder Protonenzerfall möglich ist - unabhängig von allen Annahmen über die Transmissionskoeffizienten oder die Niveauschemata wegen der Gleichsetzung von σ_{abs} mit der Bildungswahrscheinlichkeit des Compoundkerns in der H.F.-Formel.

In der Theorie von Ullah gilt die zu (16) analoge Beziehung mit demselben σ_{abs} nicht. Untersucht man nämlich das Argument - A der Exponentialfunktion in Formel (13)

$$(17)\quad -A = \frac{\ln(1-T_{\ell j}(\alpha))\ln(1-T_{\ell' j'}(\alpha'))}{\sum_{\alpha''\ell''j''}^{J} \ln(1-T_{\ell'' j''}(\alpha''))}$$

[+)] Man kann in guter Näherung annehmen:

$\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}_k(\theta) = A_k + B_k \cos^2\theta$ für alle Endzustände k.

Dann ist für $\theta \approx 50^\circ$: $\frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega}_k(\theta \approx 50^\circ) = \frac{1}{4\pi}\bar{\sigma}_k$

dann stellt man fest, daß in der hier untersuchten Reaktion A den maximalen Wert $A_{max} = 0.22$ annimmt (für $\ell=\ell'=0$, $J^{\Pi}=0^{-}$). Da in allen anderen Kanälen $A < A_{max}$ bzw. $A << A_{max}$ gilt, kann man die Formel (14) von Ullah in sehr guter Näherung durch den von Gadioli et al. verwendeten Ausdruck (8) annähern[+)] (siehe Kap. IV.2.1). Bildet man jetzt die Summe der partiellen Wirkungsquerschnitte $\bar{\sigma}^{Gad}_{\alpha\alpha'} \approx \bar{\sigma}^{Ul}_{\alpha\alpha'}$ für alle Endzustände α', kann man die Größe σ^{Ul}_{abs} definieren:

$$\sigma^{Ul}_{abs} \approx \pi/k^2_{\alpha} \sum_{J\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\ell j} \ell n(1-T_{\ell j}(\alpha)) \geq$$

(18)

$$\pi/k^2_{\alpha} \sum_{J\Pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \sum_{\ell j} T_{\ell j}(\alpha) =: \sigma^{Opt.Mod.}_{abs}$$

Man kann also in der Theorie von Ullah die übliche Form des Absorptionswirkungsquerschnitts nicht mehr verwenden. Wir haben daher die in Abb. 8 eingezeichnete Kurve a berechnet nach der Formel

$$(19)\quad \frac{d\sigma}{d\Omega}^{Ul}(E_p) = \frac{1}{4\pi} \sum_i \bar{\sigma}^{Ul}_{p,n_i}.$$

+) Weidinger hat mit der gleichen Überlegung gezeigt, daß in der Reaktion $^{91}Zr(p,n)^{91}Nb$ beim Zerfall einer isobaren Analogresonanz das Verhältnis zweier partieller Wirkungsquerschnitte durch die H.F.-Formel, nicht aber durch die Formel von Ullah richtig wiedergegeben wird [Wei 71].

Die Abhängigkeit der Größen (16) und (19) von den Protonen-Transmissionskoeffizienten ist gering. Die Sätze von Becchetti/Greenlees und von Perey et al. liefern innerhalb weniger Prozent die gleichen Werte.

Die Neutronen-Transmissionskoeffizienten liefern folgenden Effekt: Die T_{kj} von Auerbach et al. und von Becchetti/Greenlees (für die gezeichneten Kurven benutzt) ergeben etwa die gleichen Absolutwerte; der Satz von Engelbrecht/Fiedeldey liefert um 10-15 % kleinere Werte, aber eine ähnliche Energieabhängigkeit wie die beiden anderen Sätze.

Der Vergleich mit dem Experiment ergibt, daß die Kurve a oberhalb der gemessenen Werte verläuft, während die entsprechende Kurve b eine recht gute Übereinstimmung mit dem Experiment zeigt[+)]. Allerdings muß man an dieser Stelle kritisch bemerken, daß ein Unterschied in den Absolutwerten von etwa 30 % wegen der großen Absolutfehler von Experiment und berechneten Wirkungsquerschnitten keinen eindeutigen Schluß über die Richtigkeit der beiden Formeln zuläßt[++)].

VI.2 Partielle Wirkungsquerschnitte

Die partiellen Wirkungsquerschnitte $\sigma(I',E^*)$ der Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$ klassifizieren wir nach dem Spin I' und der Anregungsenergie E^* des Endzustandes, zu dem der betrachtete Neutronenzerfall führt. Wir benutzen bei dem folgenden Vergleich nur Zustände negativer Parität im ^{57}Co, deren Spin I' eindeutig bekannt ist.

+) Man beachte die logarithmische Skala.

++) Auf die Schwierigkeit eines Absolutvergleichs wurde schon in der Einleitung hingewiesen. In unserem Fall könnte es z.B. auch an der absoluten Größe der Transmissionskoeffizienten liegen.

Den experimentellen Wirkungsquerschnitten $\sigma_{exp}(I',E^*)$ stehen die berechneten $\bar{\sigma}_{H.F.}(I',E^*)$ und $\bar{\sigma}_{Ul}(I',E^*)$ gegenüber. Vergleicht man diese Werte direkt miteinander, so kann eine Systematik leicht durch die unterschiedlichen Absolutwerte verdeckt werden. Wir wollen daher im folgenden die drei relativen Größen $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{H.F.}$, $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{Ul}$ und $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$ untersuchen[+]. Sie sind zusammen mit E^*, I' und dem Wert von $\sigma_{exp}(I',E^*)$ in Tabelle 2 angegeben; die Berechnung der theoretischen Werte erfolgte dabei mit den Parametersätzen von Becchetti und Greenlees.

Wir diskutieren zuerst die Abhängigkeit der Quotienten von verschiedenen Neutronenparametersätzen. In Abb. 9 sind die Quotienten der Wirkungsquerschnitte über dem Spin I' im Endkern aufgetragen; die Rechnungen wurden mit dem gleichen Protonenparametersatz und drei verschiedenen Neutronenparametersätzen durchgeführt. Alle Werte beziehen sich auf die untere Einschußenergie (E_p = 4.93 MeV). Wir wollen jetzt nur feststellen, daß die verschiedenen Neutronenparametersätze keinen wesentlichen Einfluß auf den Verlauf der Quotienten als Funktion von I' haben.

In Abbildung 10 sind wiederum die verschiedenen Quotienten über I' aufgetragen; die Einschußenergie ist E_p = 5.57 MeV. Diesmal wurden die Werte jedoch mit zwei Protonenparametersätzen und dem gleichen Neutronenparametersatz berechnet. Die Abhängigkeit der Quotienten von den verwendeten Protonenparametersätzen ist noch geringer als im Falle der verschiedenen Neutronensätze.

[+] Die Quotienten $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$ sind zusätzlich angegeben, um die Systematik besser aufzeigen zu können.

Tabelle 2:

Gemessene (σ_{exp}) und berechnete ($\bar{\sigma}_{H.F.}$, $\bar{\sigma}_{Ul}$) partielle Wirkungsquerschnitte für die Reaktion $^{57}Fe(p,n)^{57}Co$. Nur σ_{exp} ist absolut angegeben. Die Quotienten der Wirkungsquerschnitte sind für die beiden Einschußenergien getrennt am Übergang zum 9/2-Zustand auf Eins normiert. Die Normierungsfaktoren F_{ij} sind definiert durch: $\sigma_i = F_{ij}\ \sigma_j$ (i,j=exp, H.F., Ul). Die theoretischen Werte sind mit den Parametersätzen von Becchetti und Greenlees berechnet; damit entsprechen die Quotienten in dieser Tabelle den mit dem Symbol x bezeichneten Punkten in den Abbildungen 9 und 10.

		E_p = 5.57 MeV				E_p = 4.93 MeV			
E [keV]	I^π	σ_{exp} [mb]	$\frac{\sigma_{exp}}{\bar{\sigma}_{H.F.}}$	$\frac{\sigma_{exp}}{\bar{\sigma}_{Ul}}$	$\frac{\bar{\sigma}_{H.F.}}{\bar{\sigma}_{Ul}}$	σ_{exp} [mb]	$\frac{\sigma_{exp}}{\bar{\sigma}_{H.F.}}$	$\frac{\sigma_{exp}}{\bar{\sigma}_{Ul}}$	$\frac{\bar{\sigma}_{H.F.}}{\bar{\sigma}_{Ul}}$
g.s.	$7/2^-$	22.5	0.89	0.71	0.80	26.8	0.83	0.64	0.77
1224	$9/2^-$	9.7	1.00	1.00	1.00	9.6	1.00	1.00	1.00
1377	$3/2^-$	30.8	1.09	0.76	0.70	37.3	0.94	0.67	0.71
1504	$1/2^-$	19.9	1.06	0.69	0.65	20.4	0.72	0.47	0.65
1690	$11/2^-$	3.3	1.06	1.18	1.11	1.6	0.63	0.69	1.10
1757	$3/2^-$	23.3	0.91	0.66	0.73	28.1	0.83	0.61	0.74
1898	$7/2^-$	42.3	1.15	0.98	0.85	35.6	0.88	0.77	0.88
1920	$5/2^-$								
2133	$5/2^-$	25.4	1.24	1.04	0.84	19.1	0.86	0.75	0.87
2311	$7/2^-$	12.0	1.01	0.98	0.96				
2612	$7/2^-$	9.4	0.97	0.97	1.00				
F_{ij}			.825	.696	.844		.960	.912	.950

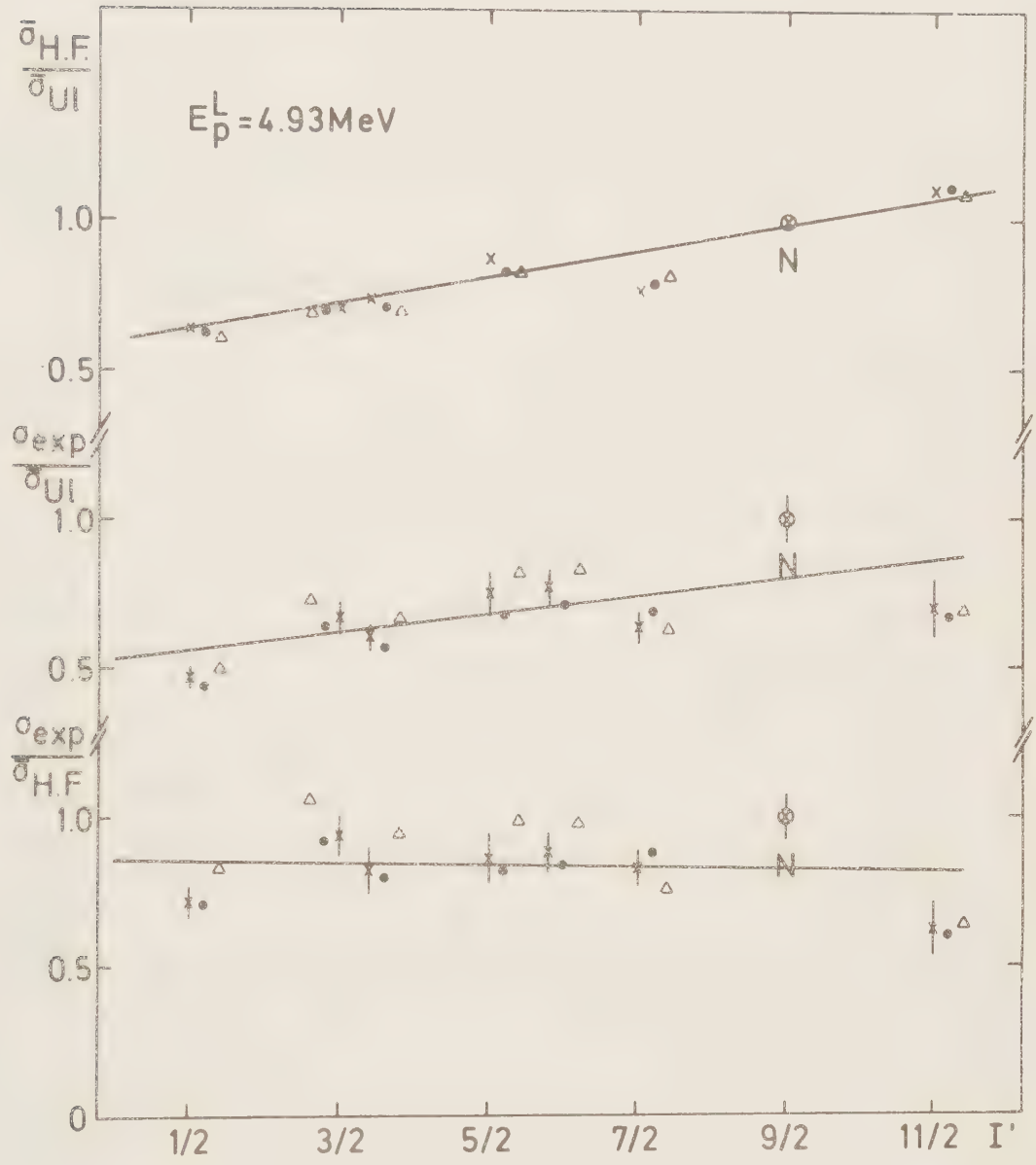


Abb. 9:

Quotienten von partiellen Wirkungsquerschnitten, aufgetragen über dem Spin I' im Endkern, für drei verschiedene Neutronenparametersätze (Becchetti und Greenlees (x) [siehe Tab. 2], Engelbrecht und Fiedeldey (Δ), Auerbach und Perey (o)) und den gleichen Protonenparametersatz [BecG 69].

Die Bedeutung der Quotienten ergibt sich aus dem Text. Die Fehlerbalken bezeichnen die experimentellen Fehler; sie sind nur einmal eingezeichnet. Alle Quotienten sind für den 9/2-Zustand auf Eins normiert (N). Für einen festen Spin I' steigt die Anregungsenergie der zugehörigen Quotienten von links nach rechts. Das von uns nicht aufgelöste Doppelniveau bei E^x=1898/1920 keV ist mit einem "mittleren" Spin zwischen 5/2 und 7/2 eingezeichnet. Bei den durchgezogenen Kurven handelt es sich um berechnete Ausgleichsgeraden.

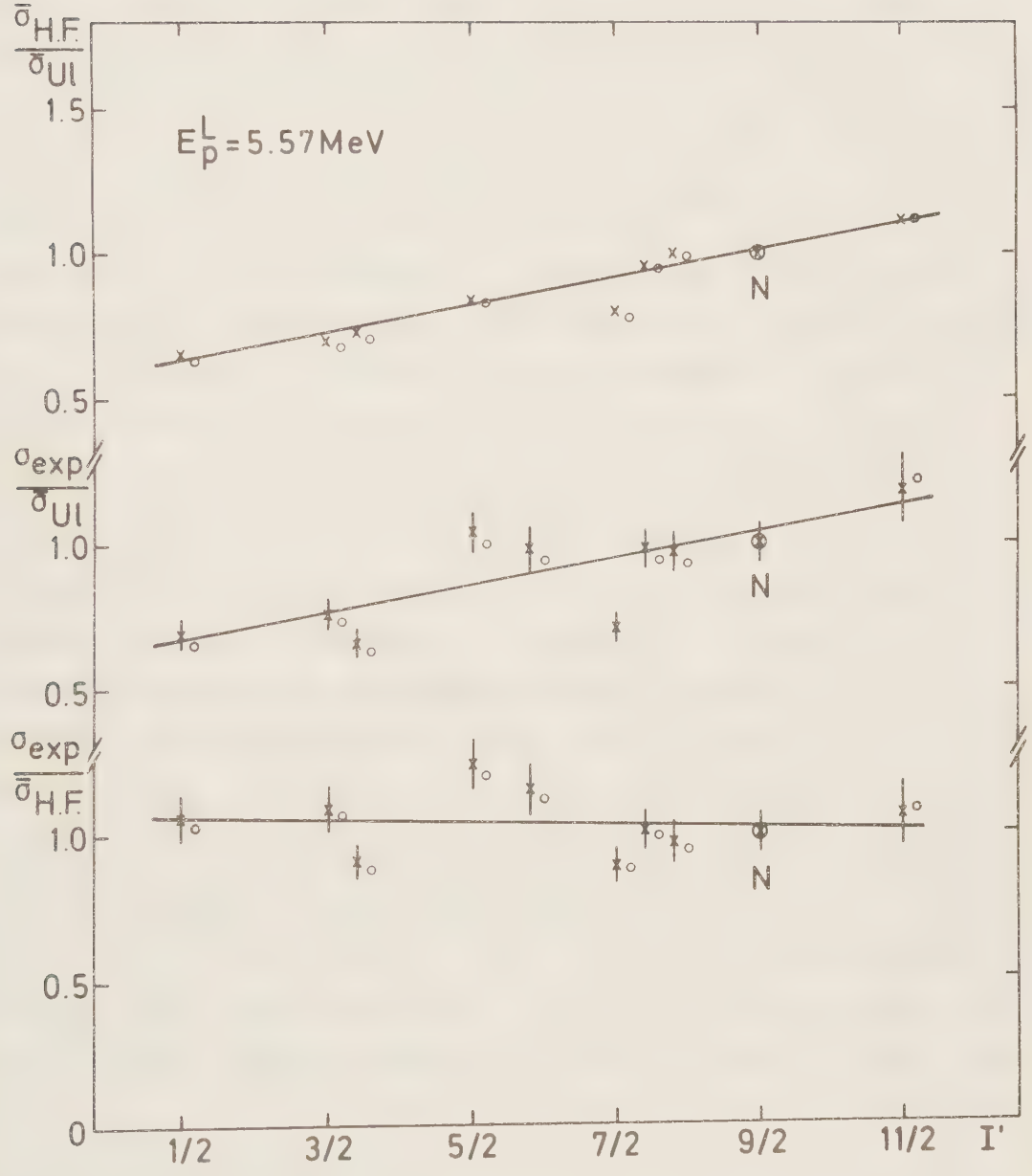


Abb. 10:
Quotienten von partiellen Wirkungsquerschnitten, aufgetragen über dem Spin I' im Endkern, für zwei verschiedene Protonenparametersätze (Becchetti und Greenlees (x) [siehe Tab. 2] sowie Perey et al. (°)) und den gleichen Neutronenparametersatz [BecG 69] . Die Einschußenergie ist 5.57 MeV. Weitere Bemerkungen siehe Abb. 9.

Welche Systematik kann man für die Quotienten σ_i/σ_j (i,j = exp, H.F., Ul; $i \neq j$) als Funktion von I' erwarten? Tabelle 2 zeigt, daß bis auf den Grundzustand alle übrigen für den Vergleich benutzten Endzustände in einem Anregungsbereich von etwa 1.2 MeV bis maximal 2.6 MeV liegen. Wir können also vereinfachend annehmen, daß alle Endzustände etwa die gleiche mittlere Anregungsenergie von 2 MeV besitzen. Da wir von ^{57}Fe im Grundzustand mit $I^{\pi} = 1/2^-$ ausgehen, braucht man immer höhere Partialwellen, wenn man zu Endzuständen mit immer größerem Spin I' übergeht. Da die $T_{\ell j}$ mit steigendem ℓ schnell kleiner werden, gilt umso besser - $\ell n(1-T_{\ell j}) \approx T_{\ell j}$, je größer das ℓ ist. Wir machen jetzt die weitere Vereinfachung, daß nur für ℓ=0 ein merklicher Unterschied zwischen $T_{\ell j}$ und $-\ell n(1-T_{\ell j})$ besteht[+)]. Dann haben wir drei Klassen von Zuständen (wenn man nur $T_{\ell j}$ bis zur d-Welle berücksichtigt): Übergänge zu Zuständen mit Spin $I'=1/2^-$ oder $3/2^-$ enthalten Komponenten der Form $s(p) \cdot s(n)$[++)], Übergänge zu Zuständen mit Spin $I'=5/2^-$ bzw. $7/2^-$ haben Anteile $s(p) \cdot d(n)$ oder $d(p) \cdot s(n)$ und Übergänge zu Endzuständen mit Spin $I' \geq 9/2^-$ enthalten überhaupt keine s-Wellenanteile. In diesem einfachen Modell erwartet man also die größten Unterschiede zwischen $\bar{\sigma}_{H.F.}$ und $\bar{\sigma}_{Ul}$ für $I'=1/2^-$, $3/2^-$; für $I'=5/2^-$, $7/2^-$ sollte der Unterschied geringer sein, während für $I' \geq 9/2^-$ kein Unterschied bestehen sollte. Genau diesen erwarteten Verlauf zeigen die

+) Damit liefern die Kombinationen von ungeraden Wellen dieselbe additive Konstante in der H.F.- und Ullah-Formel und können in dem einfachen Modell weggelassen werden.

++) $\ell(p) \cdot \ell'(n)$ steht für:
$T_{\ell j} \cdot T_{\ell' j'}$ bei der H.F.-Formel bzw. $\ell n(1-T_{\ell j})\ell n(1-T_{\ell' j'})$ bei der Formel von Ullah und Eingangskanal (p) bzw. Ausgangskanal (n).

exakt berechneten Quotienten $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$ in den Abbildungen 9 und 10: Mit steigendem I' wird das Verhältnis $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$ immer größer[+]. Die eingezeichnete Kurve ist eine berechnete Ausgleichsgerade. Es ist auch in dem einfachen Modell nicht selbstverständlich, daß die gerechneten Werte so gut auf einer Geraden liegen. Dieses Ergebnis erlaubt jedoch eine zuverlässige Interpretation der experimentellen Werte. Wenn die Wirkungsquerschnitte durch die Formel von Ullah beschrieben werden, dann sollte $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{Ul}$ eine waagerechte Gerade ergeben und $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{H.F.}$ sollte einen systematischen Gang mit I' zeigen. Liefert die H.F.-Formel die richtige Beschreibung, dann ist es umgekehrt: $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{H.F.}$ ergibt eine Waagerechte und demzufolge sollte $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{Ul}$ eine Gerade mit der gleichen Steigung liefern wie $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$. Die Abbildungen zeigen deutlich, daß der letztere Fall zutrifft. Zwar gibt es stärkere Abweichungen auf Grund der Meßfehler, doch ist der allgemeine Trend eindeutig. Das geht auch aus Tabelle 3 hervor, in der die Steigungen der verschiedenen Ausgleichsgeraden angegeben sind. Bei der Einschußenergie E_p = 4.93 MeV ist die Steigung für $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{Ul}$ kleiner als für $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$. Das liegt daran, daß der Wert für den $11/2^-$-Zustand aus ungeklärten Gründen sehr tief liegt. Würde man diesen Wert weglassen, käme man etwa zu der gleichen Steigung wie für $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}$.

[+] Kleine Abweichungen von den Vorhersagen des einfachen Modells ergeben sich z.B. daraus, daß

a) jeweils viele Komponenten beitragen und nicht nur die angegebenen Hauptkomponenten,

b) die Summe über die offenen Kanäle nach den Formeln von Hauser/Feshbach und Ullah verschieden ist, so daß für große I' sogar gilt $\bar{\sigma}_{H.F.} \geq \bar{\sigma}_{Ul}$.

Tabelle 3: Steigung der Ausgleichsgeraden in Abb. 9 und 10.

E_p [MeV]	$\bar{\sigma}_{H.F.} / \bar{\sigma}_{Ul}$	$\sigma_{exp} / \bar{\sigma}_{Ul}$	$\sigma_{exp} / \bar{\sigma}_{H.F.}$
4.93	0.086	0.058	-0.008
5.57	0.095	0.092	-0.008

Um den Effekt möglichst einfach plausibel machen zu können, hatten wir vorhin angenommen, daß alle Endzustände etwa die gleiche Anregungsenergie besitzen. Diese Annahme wollen wir jetzt aufgeben und uns dafür Zustände mit gleichem Spin I', aber verschiedenen Anregungsenergien E* vorstellen. Man erwartet dann, daß mit zunehmender Anregungsenergie E* die Neutronentransmissionskoeffizienten immer kleiner werden und die Quotienten $\bar{\sigma}_{H.F.}/\bar{\sigma}_{Ul}(I'=I'_o)$ entsprechend größer werden. Diesen Effekt sieht man sehr schön in Abb. 10 an den Werten für drei $7/2^-$-Zustände, die (von links nach rechts) bei E* = 0.0, 2.31 und 2.61 MeV liegen. Damit erkennt man auch, daß die Abweichung des Punktes $\sigma_{exp}/\bar{\sigma}_{Ul}(I'=7/2^-, E=0.0)$ von der Ausgleichsgeraden keineswegs die obigen Überlegungen bezüglich der I'-Abhängigkeit in Frage stellt, sondern eine zusätzliche Bestätigung bedeutet. Es handelt sich um eine Feinstruktur bezüglich E*, die der I'-Abhängigkeit überlagert ist.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts sind unabhängig von der absoluten Größe der Wirkungsquerschnitte. Allein an den relativen Verzweigungsverhältnissen zu den verschiedenen Endzuständen erkennt man, daß die Formel von Ullah die experimentellen Daten nicht richtig beschreibt.

VI.3 Winkelverteilungen

Die Änderung der Winkelverteilung beim Übergang von der H.F.-Formel zur Formel von Ullah ist schwerer zu durchschauen als im Fall der partiellen Wirkungsquerschnitte. Die Form der Winkelverteilung ist nämlich im wesentlichen gegeben durch den kinematischen Faktor A_L in (1) bzw. (15). Die Transmissionskoeffizienten bzw. die äquivalenten Größen U aus (13) erscheinen nur noch als Gewichtskoeffizienten; dementsprechend ist ihr Einfluß auf die Form der Winkelverteilung schwach. Allerdings bestimmen sie nach wie vor die absolute Größe des Wirkungsquerschnitts. Aber wir wollen auch hier - wie bisher - auf einen Absolutvergleich verzichten.

Wir beginnen daher mit der gleichen Überlegung wie in VI.2, daß für kleine Werte von ℓ bzw. ℓ' $U(\ell\ell',...)$ größer wird als der entsprechende Ausdruck in der H.F.-Formel. Da die Werte von L in der Legendre-Polynom-Entwicklung des Wirkungsquerschnittes

$$(20)\quad \frac{d\bar{\sigma}}{d\Omega} \sim \sum_{\ell\ell'} \sum_{L=0}^{L_{max}} P_L(\cos\theta) A_L(\ell j,..)$$

über die $A_L(\ell j,...)$ einer Dreiecksrelation

$$(21)\quad L_{max} \leq \mathrm{Min}(2\ell, 2\ell', 2J)$$

gehorchen, bedeutet das eine stärkere Gewichtung der niedrigen L-Werte. Anders ausgedrückt: Durch (21) hat man eine Kopplung zwischen den niedrigen Partialwellen und den Legendre-Polynomen niedriger Ordnung. Man erwartet also, daß die mit der Formel von Ullah berechneten Winkelverteilungen im allgemeinen kleinere Anisotropien zeigen als die nach der H.F.-Formel berechneten: Ein Vergleich der

Rechnungen für die in VI.2 angegebenen Zustände bestätigt das. Bei unseren Relativfehlern von etwa 10 % für die experimentellen Winkelverteilungen haben wir aber keine Möglichkeit, den vorhandenen Unterschied in den berechneten Anisotropien als Entscheidung zwischen den beiden Formeln zu benutzen.

Die in Abb. 2 gezeigten theoretischen Winkelverteilungen wurden mit der H.F.-Formel (1) berechnet. Die berechneten Werte sind alle mit einem gemeinsamen Faktor multipliziert, den wir aus der Normierung auf den Übergang in den 9/2-Zustand bei E_p = 5.57 MeV bestimmt haben.

VI.4 Folgerungen für die Hauser-Feshbach-Theorie

Die letzten Abschnitte zeigen, daß die H.F.-Formel - im Gegensatz zur Formel von Ullah - in allen Fällen eine gute Beschreibung der experimentellen Ergebnisse liefert. Wir wollen am Schluß unserer Arbeit dieses Resultat im Hinblick auf die in IV.1 genannten Einschränkungen kurz diskutieren.

Aus den Formeln (4) und (6) folgt

$$(22)\quad \overline{\Gamma}^J/_D J = \frac{-1}{2\pi} \sum_{c''}^{J} \ln(1-T_{c''})$$

Diese Werte, berechnet mit den Parametern von Becchetti und Greenlees, sind in Tabelle 4 angegeben[+].

[+] Andere Neutronenparametersätze liefern Werte von $\overline{\Gamma}^J/_D J$, die maximal um einen Faktor 2 im Absolutwert von den in Tabelle 4 angegebenen Werten abweichen.

Tabelle 4: $\overline{\Gamma}^J/_D J$ nach Formel (22)

E_p^L [MeV]	Π	J=0	1	2	3	4	5	6	7
4.93	-	1.2	3.7	4.9	4.7	3.7	2.9	2.1	.7
	+	1.0	2.2	2.8	2.8	2.4	1.9	1.2	.6
5.57	-	2.7	6.9	8.7	8.3	6.5	5.0	3.3	1.4
	+	1.8	4.3	5.3	5.0	4.2	3.2	2.0	1.1

Die Paritätsabhängigkeit von $\overline{\Gamma}^J/_D J$ ergibt sich dabei aus der ungleichmäßigen Verteilung von Zuständen mit positiver und negativer Parität im Endkern.

Nach IV.1.2.b sollte die H.F.-Formel eine gute Näherung für den gemittelten Wirkungsquerschnitt sein, falls 1.) $\overline{\Gamma}^J/_D J \gg 1$ ist und 2.) keine Korrelationen zwischen den Resonanzparametern bestehen. Ein Blick auf Tabelle 4 zeigt, daß die Bedingung 1.) höchstens näherungsweise erfüllt ist. Unsere Ergebnisse ebenso wie die Arbeit von Jahnke [Jah 70] lassen vermuten, daß die Bedingung $\overline{\Gamma}^J/_D J \gg 1$ nicht in dieser Schärfe erfüllt sein muß, um eine gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie zu erhalten. Auf die Frage, ob Resonanz-Resonanz-Korrelationen bestehen, gibt unser Vergleich mit dem Experiment keine eindeutige Antwort. Falls sie vorhanden sind, liefern sie - vielleicht als Folge der vielen offenen Kanäle (etwa 50 bis 200) - in unserem Fall keine meßbaren Effekte.

Die Werte aus Tabelle 4 liefern noch ein anderes Ergebnis. Berechnet man die Niveaudichte $\rho=1/D$ z.B. nach der Formel von Gilbert und Cameron [GilC 65], kann man aus

den Werten für $\overline{\Gamma}^J/_D J$ die mittlere Breite $\overline{\Gamma}^J$ bestimmen. Wir erhalten $\overline{\Gamma}$ = 2-3 keV bei einer Anregungsenergie von etwa 12 MeV im Compoundkern ^{58}Co. Wegen der Unsicherheiten in der absoluten Größe von $\overline{\Gamma}^J/_D J$ und D^J scheint uns dieses Ergebnis nur auf etwa einen Faktor zwei genau zu sein[+)]. Unser Resultat stimmt größenordnungsmäßig mit dem von Ericson und Mayer-Kuckuk angegebenen Wert überein [EriM 66].

[+)] Daher erschien es auch nicht sinnvoll, Werte für $\overline{\Gamma}$ als Funktion von J, Π oder E_p im einzelnen anzugeben.

VII. Schlußbemerkung

Die beiden Formeln von Hauser/Feshbach und Ullah liefern verschiedene Ergebnisse für die Anregungsfunktion, die Winkelverteilungen und die integrierten Wirkungsquerschnitte. Beim Vergleich mit der untersuchten Reaktion zeigt sich, daß alle Aussagen, die einen Absolutvergleich zwischen den experimentellen und berechneten Werten erfordern, wegen der Meßfehler und der Unsicherheit in der Wahl der Parametersätze des Optischen Modells keine eindeutigen Schlüsse zulassen.

Geht man von berechneten partiellen Wirkungsquerschnitten zu relativen Größen über, indem man die aus der Hauser/Feshbach-Formel und der Formel von Ullah erhaltenen Werte durcheinander dividiert, dann zeigen die Quotienten eine deutliche Abhängigkeit vom Spin des betreffenden Endzustandes. Dieser Effekt bleibt erhalten, wenn man die experimentellen mit den nach der Ullah-Formel berechneten Wirkungsquerschnitten vergleicht; beim Vergleich mit den Werten aus der Hauser/Feshbach-Formel verschwindet er. Daher kann man eindeutig feststellen, daß nur die Hauser/Feshbach-Formel mit den Meßwerten übereinstimmt. Unser Resultat bestätigt damit neuere Ableitungen dieser Formel aus einer allgemeinen Reaktionstheorie.

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter der Betreuung durch Herrn Dr. E. Finckh ausgeführt. Ich bin ihm für zahlreiche Diskussionen, die für das Gelingen der Arbeit wichtig waren, zu großem Dank verpflichtet.

Herrn Professor Dr. K. H. Lindenberger danke ich vor allem für seine Anregungen und die angenehmen Arbeitsbedingungen an seinem Institut.

Auch den Herren K. Büchs, W. Fritsch und B. Schreiber danke ich sehr herzlich für die Mithilfe bei den Messungen, für die Erstellung von Auswerteprogrammen und für die stets gute Zusammenarbeit.

A N H A N G

Tabelle A1: Energien und Intensitäten von Gammalinien aus der Reaktion $^{57}Fe(p,n\gamma)^{57}Co$.

Angegeben sind die Energien $E\gamma$ und die Intensitäten Int der beobachteten Gammalinien; ferner die Anregungsenergie E_i^* des zerfallenden Niveaus sowie die Angabe, ob die Gammalinie schon aus der Literatur bekannt ist [NDS 70, CooG 70, OBrC 70, Buc 71]. In der letzten Spalte sind vermerkt:

Ei : Eichlinie, Zahlenwert nach Buchholz

Esc: Escapelinie

SL : Energie und Reaktion möglicher Störlinien; wenn nur der Targetkern angegeben ist, handelt es sich um die Reaktion (p,p').

Die Intensitäten stammen aus dem Koinzidenzspektrum mit der Neutronenschwelle E_n = 850 keV. Sie sind nur auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Detektors korrigiert und können allenfalls zu einer Intensitätsabschätzung benutzt werden.

Eγ [keV]	Int [rel.E.]	E_i^* [keV]	Lit.	Bemerkungen (Energien in keV)
353.6				SL: 352.5 ^{57}Fe
367.4				SL: 365 ^{57}Fe
380.4	2	1757.4	x	
466.3	7	1689.8	x	
511.0			x	Ei: 511.0
561		3540		
630	1	2133	x	
651		2552		SL: $^{65}Cu(p,n)$

Eγ [keV]	Int [rel.E.]	E_i^* [keV]	Lit.	Bemerkungen (Energien in keV)
673.5	26	1897.8	x	Ei: 673.8
692.2		2612		SL: 692 ^{72}Ge(n,n');692.1 ^{57}Fe
736		1757.4	x	Esc.
755.7	7	2133	x	Ei: 755.7
796		2486		
824.9	1	2515		
846.1	8	2979		SL: 846.8 ^{56}Fe
866		1377.3	x	Esc.
897.8		1919.7	x	Esc.; 898.2 ^{57}Fe
907.1	4	2805	x	
934.4	3	2311	x	SL: 935 ^{58}Fe(p,n)
959	6	2879		SL: 959.7 ^{182}W;962 ^{63}Cu
989		3721		
1014				SL: 1014.5 ^{27}Al
1046.9	8	2805	x	SL: 1046.0 ^{18}O(p,n)
1087.6	21	2311	x	Ei: 1087.4
1112		2133	x	Esc.;SL: 1110 ^{73}Ge(n,n');
		3245		1113.4 ^{182}W
1121	4	2879	x	SL: 1121.3 ^{182}W;1123 ^{76}Ge(n,n')
1223.6	99	1223.6	x	Ei: 1223.6
1246		1757.4	x	Esc.
1266		3165		
1279		3177		
1377.3	120	1377.3	x	Ei: 1377.4
1410		1919.7	x	Esc.
1501	10	2879	x	
1507	3	3265		
		4237		
1602		2979		
1623		2133	x	Esc.
1689.8	4	1689.8	x	
1709	4	2731	x	Esc.;SL: 1709 ^{70}Ge(n,n')

E_γ [keV]	Int. [rel.E.]	E_i^* [keV]	Lit.	Bemerkungen (Energien in keV)
1730	5	3107	x	
1757.4	81	1757.4	x	Ei: 1757.4
1783	3	2805	x	Esc.
1811				SL: 1811 ^{56}Fe
1857		2879	x	Esc.
1897.8	16	1897.8	x	Ei: 1897.4
1919.7	69	1919.7	x	Ei: 1919.7
1964		3721		
1979	3	3357		
2013		3911		
2091		3990	x	SL: 2093 ^{56}Fe
2100	2	2612	x	Esc.
2133	32	2133	x	Ei: 2133.1
2155		3177	x	Esc.
2220	4	2731	x	Esc.
2245		3265		Esc.
2295	3	2805		Esc.
		3673		
2311	5	2311	x	Ei: 2311.0
2349		3855	x	
2367	2	2879		Esc.
2459		3481		Esc.
2477		3855	x	
2486	7	2486		
2552		2552		
2612	10	2612	x	
2665		3177	x	Esc.
2731	20	2731	x	Ei: 2731.0
2756		3265		Esc.
2805	10	2805	x	Ei: 2804.9

E_γ [keV]	Int [rel.E.]	E_i^* [keV]	Lit.	Bemerkungen (Energien in keV)
2879	8	2879	x	Ei: 2878.6
2970		3481		Esc.
		3990		Esc.
3165		3165		
3177		3177	x	
3212		3721		Esc.
3265		3265	x	
3481		3481		
		3990		Esc.
3526		4038		Esc.
3673		3673		
3721		3721		
3855		3855	x	
3911		3911		
3990		3990	x	
4038		4038		
4237		4237		

Tabelle A2: Angenommenes Niveauschema von ^{57}Co im oberen Bereich, wie es für die Berechnung der Summe über die offenen Kanäle verwendet wurde. Ein x in der dritten Spalte bedeutet, daß keine Hinweise auf den Spin I vorhanden sind.

E^* [keV]	I^π	Bem.	E^* [keV]	I^π	Bem.
2731	$3/2^-$		3380	$7/2^-$	
2805	$5/2^-$		3446	$1/2^-$	
2879	$3/2^-$		3481	$9/2^-$	x
2979	$1/2^+$		3540	$3/2^+$	
3107	$1/2^-$		3613	$5/2^-$	x
3165	$9/2^-$	x	3673	$3/2^-$	x
3177	$5/2^-$		3721	$7/2^-$	
3265	$5/2^-$		3760	$1/2^-$	x
3357	$1/2^-$		3855	$3/2^-$	

Literaturverzeichnis

AueP 62 E. H. Auerbach und F. Perey,
Brookhaven National Laboratory Rep.
BNL 765 (1962)

BecG 69 F. D. Becchetti und G. W. Greenlees,
Phys. Rev. 182 (1969) 1190

BevR 61 P. R. Bevington, W. W. Roland und H. W.
Lewis, Phys. Rev. 121 (1961) 871

Bor 62 R. R. Borchers, Dissertation,
Universität von Wisconsin (1962)

BouC 68 N. Bouchard und B. Čujec,
Nucl. Phys. A108 (1968) 529

Buc 71 K. Buchholz, Universität Hamburg,
private Mitteilung

Büc 71 K. Büchs, Diplomarbeit,
HMI Berlin (1971)

BücS 71 K. Büchs, P. Sperr, E. Finckh, W. Fritsch,
P. Pietrzyk, B. Schreiber und A. Weidinger,
wird veröffentlicht

CooG 69 K. L. Coop, I. G. Graham, J. M. Poate
und E. W. Titterton,
Nucl. Phys. A130 (1969) 223

CooG 70 K. L. Coop, I. G. Graham und
E. W. Titterton,
Nucl. Phys. A149 (1970) 463

CovM 71 A. Covello und V. R. Manfredi,
Universität Neapel bzw. Palma,
private Mitteilung

DayT 71 R. Dayras, M. Toulemonde, B. Čujec,
B. Heusch, N. M. Mo und I. M. Szöghy,
Nucl. Phys. A173 (1971) 49

Den 69 E. Dengler, Staatsexamensarbeit,
HMI Berlin (1969)

EngF 67 C. A. Engelbrecht und H. Fiedeldey,
Ann. Phys. (N.Y.) 42 (1967) 262

EriM 66 T. Ericson und T. Mayer-Kuckuk,
Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 183

FinJ 70 E. Finckh, U. Jahnke, P. Pietrzyk,
B. Schreiber und A. Weidinger,
Phys. Rev. C1 (1970) 700

Fri 71 W. Fritsch, Diplomarbeit,
HMI Berlin (1971)

GabD 59 F. Gabbard, R. H. Davis und T. W. Bonner,
Phys. Rev. 114 (1959) 201

GadI 68 E. Gadioli, I. Iori und L. Zetta,
Phys. Rev. 174 (1968) 1140

GatM 69 C. Gatrousis, R. A. Meyer, L. G. Mann
und J. B. McGrory,
Phys. Rev. 180 (1969) 1052

Ger 71 H. v. Geramb, Universität Münster,
private Mitteilung

GilC 65 A. Gilbert und A. G. W. Cameron,
Can. J. Phys. 43 (1965) 1446

Gom 71 J. M. G. Gomez, Universität Valencia,
private Mitteilung

HuiI 61 J. R. Huizenga und G. J. Igo,
Argonne National Laboratory Rep.
ANL 6373 (1961)

Jah 67 U. Jahnke, Diplomarbeit,
HMI Berlin (1967)

Jah 70 U. Jahnke, Dissertation,
HMI Berlin (1970)

McG 67 J. B. McGrory,
Phys. Rev. 160 (1967) 915

Mol 61 P. A. Moldauer,
Phys. Rev. 123 (1961) 968

Mol 64 P. A. Moldauer,
Phys. Rev. 135 (1964) B642

Mol 67 P. A. Moldauer,
Phys. Rev. 157 (1967) 907

Mol 68 P. A. Moldauer, Phys. Rev. 171 (1968) 1164

Mol 69a P. A. Moldauer,
Phys. Rev. 177 (1969) 1841

Mol 69b P. A. Moldauer,
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 708

NDS 70 Nuclear Data Sheets, Sec. B, Vol. 3, Nr. 3 und 4 (1970) Hrsg. Nuclear Data Group (Academic Press, N. Y. und London)

OBrC 70 B. J. O'Brien und G. E. Coote, Nucl. Phys. A153 (1970) 593

PerP 68 C. M. Perey, F. G. Perey, J. K. Dickens und R. J. Silva, Phys. Rev. 175 (1968) 1460

Pie 70 P. Pietrzyk, Laborbericht Nr. 13, HMI Berlin (1970)

Rös 65 G. Röschert, Diplomarbeit, HMI Berlin (1965)

Rös 70 G. R. Röschert, Laborbericht Nr. 12, HMI Berlin (1970)

RosH 67 B. Rosner und C. H. Holbrow, Phys. Rev. 154 (1967) 1080

SatG 68 L. Satpathy und S. C. Gujrathi, Nucl. Phys. A110 (1968) 400

Sch 71 B. Schreiber, Dissertation, HMI Berlin (1971)

SenM 71 H. M. Sen Gupta, A. R. Majumder und E. K. Lin, Nucl. Phys. A160 (1971) 529

Ull 68 N. Ullah,
Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1510

Ull 69 N. Ullah,
Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 648

UmbC 71 C. J. Umbarger, D. A. Close, W. L. Sievers und R. C. Bearse,
Phys. Rev. C3 (1971) 199

Ver 66 J. Vervier,
Nucl. Phys. 78 (1966) 497

Vog 68 E. Vogt in Advances in Nuclear Physics, Hrsg. M. Baranger und E. Vogt, Plenum Press N. Y. 1968, S. 261 ff.

Wei 65 A. Weidinger, Diplomarbeit,
HMI Berlin (1965)

Wei 69 A. Weidinger, Dissertation,
HMI Berlin (1969)

Wei 71 A. Weidinger, Universität München,
private Mitteilung

L e b e n s l a u f

Am 9. März 1944 wurde ich in Kirchdorf, Krs. Kolmar, geboren. Seit 1945 lebe ich in Berlin. Nach sechs Jahren Grundschule von 1950 bis 1956 besuchte ich den neusprachlichen Zug der Schadow-Schule in Berlin-Zehlendorf, wo ich im März 1963 das Abitur machte. Vom Sommersemester 1963 an studierte ich an der Freien Universität Berlin Physik und legte 1965 die Diplomvorprüfung ab.

Seit dem Frühjahr 1967 arbeitete ich zuerst als Diplomand, später als Doktorand im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung unter der Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger auf verschiedenen Gebieten der Niederenergiekernphysik. Im Dezember 1968 legte ich mit einer Arbeit über die "Untersuchung der Kernstruktur von ^{28}Si mit Hilfe der Reaktionen $^{26}Mg(^{3}He,n)^{28}Si$ und $^{27}Al(d,n)^{28}Si$" das Diplomexamen in Experimentalphysik ab. Neben den Arbeiten im Sektor und an meiner Dissertation leitete ich Übungsgruppen an der Freien Universität Berlin.